
Nichtinvasive Diagnostik intensiver stark fokussierter Schwerionenstrahlen

Noninvasive diagnostics of intense strongly focused ion beams

Diplomarbeit von Alexander Hug aus Hanau

März 2006



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
AG Strahlen und Kernphysik

In Zusammenarbeit mit der
Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) Darmstadt



Nichtinvasive Diagnostik intensiver stark fokussierter Schwerionenstrahlen
Noninvasive diagnostics of intense strongly focused ion beams

Vorgelegte Diplomarbeit von Alexander Hug aus Hanau

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H Hoffmann
2. Gutachten: Dr. Dmitry Varentsov

Tag der Einreichung:

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

urn:nbn:de:tuda-tuprints-23558

[http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/2355](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2355)

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

[http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de)


tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland

[http : //creativecommons.org/licenses/by – nc – nd/3.0/de/](http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/)



Für meinen Papa



Zusammenfassung

Intensive und stark fokussierte Ionenstrahlen sind ein geeignetes Werkzeug, um Materie hoher Energiedichte mit homogenen physikalischen Parametern zu erzeugen. Für die Untersuchungen und Simulationen der Zustandsgleichung der untersuchten Materialien ist die Kenntnis der Strahlparameter (zeitlicher Verlauf und Integral der Intensität, Energie, transversale Verteilung) im Fokus unerlässlich. In diese Arbeit wurde hierfür eine kapazitive Sonde von Grund auf entwickelt, gebaut und erfolgreich ersten Tests unterzogen. Am Hochtemperaturmessplatz HHT der Abteilung Plasmaphysik an der GSI in Darmstadt wurde in der Fokusebene die Position des Ionenstrahls mit einer Genauigkeit von $50\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt. Die bei einer Variation des letzten Fokussiermagneten („Quadrupolskan“) auftretenden Veränderungen des Strahlprofils wurden als Quadrupolmoment gemessen und die Ergebnisse mit Experimenten zur Profilbestimmung in Argon durch Leuchtemission verglichen.



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Multipolentwicklung einer Linienladung in Zylinderkoordinaten	3
2.2. Kapazitive Sonden	6
3. Experimenteller Aufbau	9
3.1. Die Beschleunigeranlage der GSI	9
3.2. Der Hochtemperaturmessplatz HHT	9
3.3. Strahlparameter und Diagnose	10
3.4. Abschirmung	11
4. Design und Aufbau der Sonde	13
4.1. Design und Konstruktion	13
4.2. Aufbau zur Kalibrierung	14
4.3. Durchführung der Kalibrierung	15
4.4. Auswertung der Kalibrierung	16
5. Messungen mit dem Ionenstrahl	21
5.1. Erfassung der experimentellen Daten	21
5.2. Auswertung der Messdaten	24
6. Design und Installation eines Strahltransformators	29
6.1. Typen und Funktionsweise	29
6.2. Der Einbauort	30
6.3. Design und verwendete Materialien	30
6.4. Kalibrierung	31
6.5. Experimentelle Daten	31
6.6. Abhängigkeit der Messgrößen von den Strahlparametern	31
7. Ausblick	37
Literaturverzeichnis	39
Danksagung	41
A. Schaltplan und Layout der Verstärker	45



Abbildungsverzeichnis

2.1. Querschnitt der Strahlführung	3
2.2. Schema einer Sonde	6
2.3. Kapazitive Positionssonden an der GSI.	7
3.1. Übersichtsplan der GSI.	10
3.2. Blick auf den HHT-Messplatz	11
4.1. Die kapazitive Sonde.	14
4.2. Scanmuster Kalibrierung.	15
4.3. Rohdaten Kalibrierung	16
4.4. Kalibrierung des Plattenpaares „Links-Rechts“.	18
4.5. Quadrupolmoment gegen $\bar{x}^2 - \bar{y}^2$	19
5.1. Plattenspannungen in Vakuum	22
5.2. Plattenspannungen in Helium	23
5.3. Prüfung der Linearität des Plattenpaares „Links-Rechts“.	25
5.4. Prüfung des Quadrupolmomentes bei konstanter Fokussierung.	25
5.5. Abhängigkeit der Strahlposition von der Fokussiereinstellung.	26
5.6. Rohdaten der Quadrupol-Variation in Argon.	27
5.7. Berechnete Quadrupolmomente: Sonde und optische Methode.	28
6.1. RCT Vergleich	32
6.2. Vergleich Intensität und FCT HHT-DT4.	33
6.3. Vergleich Intensität und FCT HHT-DT7.	34
6.4. Normierte Signale der FCTs, Überlagerung aus 172 Messungen.	35
A.1. Verstärker Platinenlayout.	45
A.2. Verstärker Bestückungsplan.	46
A.3. Verstärker Schaltplan.	47



Verwendete Abkürzungen

ADC Analog to Digital Converter

AGeV GeV pro Nukleon

AMeV MeV pro Nukleon

a.u. arbitrary unit = Beliebige Einheit

BPM Beam Position Monitor

EOS Equation Of State = Zustandsgleichung

ESR Experimentierspeicherring

FCT Fast Current Transformer

FWHM Full Width at Half Maximum = Halbwertsbreite

GSI Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

HEDP High Energy Density Physics

RCT Resonant Current Transformer

SIS-18 Schwerionensynchrotron

UHV Ultrahochvakuum ($p < 10^{-8}$ mbar)

UNILAC Universal Linear Accelerator



1 Einleitung

Die Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH [GSI] in Darmstadt betreibt eine Beschleunigeranlage, mit welcher ein breites Spektrum an Elementen von Protonen bis zum Uran beschleunigt werden kann. Die gleichzeitige Verwendung von bis zu drei unterschiedlichen Quellen mit jeweils unterschiedlichen Energien von einigen wenigen AMeV am Linearbeschleuniger UNILAC bis in den AGeV-Bereich am Schwerionensynchrotron SIS-18 sowie dem Experimentierspeicherring (ESR) machen die Anlage zu etwas Außergewöhnlichem. Die Forschungsschwerpunkte sind breit gefächert und reichen von Biophysik und Tumorthherapie über Materialforschung, Atomphysik und Kernphysik bis hin zur Physik dichter Plasmen und hoher Energiedichten (HEDP = engl. „High Energy Density Physics“).

Die Abteilung Plasmaphysik (PP) unterhält zwei Messplätze an der GSI. Am Experimentierplatz „Z6“ wird die Wechselwirkung von extern erzeugten, dichten Plasmen mit Schwerionenstrahlen untersucht. Die Plasmen können durch den Beschuss einer Folie durch das Lasersystem „nhelix“, Zünden hochexplosiver Materialien („Spreng-Experimente“) oder elektrische Entladungen erzeugt werden. Beim Durchgang des Schwerionenstrahls durch das Plasma lässt sich ein höherer Energieverlust feststellen als bei vergleichbaren Festkörpern.

Am Hochtemperaturmessplatz „HHT“ werden die Aufheizprozesse und hydrodynamischen Vorgänge untersucht, die beim Beschuss fester Materie (Targets) mit stark fokussierten, intensiven und hochenergetischen Teilchenstrahlen ablaufen. Die verwendeten Schwerionen bieten die Möglichkeit, Volumina von einigen Kubikmillimetern homogen zu heizen. Da die Expansion deutlich langsamer als das Heizen erfolgt, bleibt die Dichte des Targets während und kurz nach der Wechselwirkungsphase nahezu konstant. Mit diesen Experimenten ist es möglich, die Zustandsgleichung (EOS = engl. „Equation Of State“) von Materialien unter Bedingungen zu untersuchen, wie sie sonst nur in Sternen zu finden sind. Im Experiment wurden Oberflächentemperaturen im Bereich $1 \text{ eV}/k_B$ und Drücke im MPa-Bereich gemessen.

Diese Messwerte sind Grundlage für theoretische Modelle und Simulationen der EOS. Die Simulationen reagieren jedoch auch auf die Intensität und Dynamik sowie das transversale Profil des Ionenstrahls. Eine präzise Diagnose des Ionenstrahles am Interaktionspunkt mit dem Target wird deswegen benötigt. Die Teilchenzahl und das zeitliche Profil können gut mit Strahltransformatoren bestimmt werden. Wegen der hohen Energiedichte im Fokus kommen direkte Messungen des transversalen Profils, etwa durch Szintillatoren, nicht in Betracht. Diese würden gesättigt oder zerstört werden. Zur Bestimmung des transversalen Profils wurden bisher auf optischem Weg die „Leuchtspuren“ des Ionenstrahls in Gas ausgewertet.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Ionenstrahl im Interaktionspunkt zu untersuchen. Dazu wurde im ersten Teil eine kapazitive Sonde entworfen und konstruiert. Mit dieser ist es möglich, die Position sowie die Differenz der Halbwertsbreiten des Ionenstrahles zu bestimmen. Der zweite Teil beschäftigt sich mit dem Design eines Strahltransformators zur Bestimmung der Intensität sowie des zeitlichen Profils unmittelbar vor der Experimentierkammer.

Zuerst werden in Kapitel 2 die Grundlagen sowie Anwendungen kapazitiv arbeitender Sonden vorgestellt.

In Kapitel 3 werden die Beschleunigeranlage der GSI und der HHT-Messplatz einschließlich der Diagnostiken vorgestellt. Für diese Arbeit wichtige Elemente der Strahlführung und Strahldiagnose werden beschrieben.

Kapitel 4 behandelt das Design, die Konstruktion und die Kalibrierung der Sonde. Die Ergebnisse der Kalibrierung werden zusammengestellt. Im anschließenden Kapitel 5 folgen Untersuchungen mit einem Uranstrahl mit einer Intensität von 10^8 Ionen und einer spezifischen Energie von 350 AMeV. Das eigenständig gehaltene Kapitel 6 befasst sich mit Strahltransformatoren zur Bestimmung der Intensität. Die zwei für den Messplatz verwendeten Typen von Transformatoren werden kurz erläutert. Ein zusätzlicher Transformator wurde unmittelbar vor der Targetkammer konstruiert, installiert und getestet.

Abschließend wird im Kapitel 7 das Ergebnis der Messungen diskutiert. Auch zukünftige Anwendungen und Erweiterungen sowie Verbesserungen des Systems werden erörtert.

2 Grundlagen

Die in dieser Arbeit entwickelte Sonde arbeitet kapazitiv. Die Induktivität ist dabei zu vernachlässigen. Das bedeutet, sie reagiert in erster Linie auf durch Ladung hervorgerufene elektrostatische Potenziale. Da die longitudinale Komponente („Länge“) des Bunches im Vergleich zur transversalen Komponente groß ist – sie beträgt etwa¹ $l = 20$ m im Gegensatz zu einem Strahldurchmesser im Fokus im (Sub)-Millimeterbereich – kann die Ladungsverteilung als Linienladung angenommen werden. Dadurch besitzt das elektrische Feld im Wesentlichen nur eine transversale Komponente, und die Überlegungen für die Feldverteilung innerhalb eines Zylinderkondensators unter Vernachlässigung der Randeffekte können somit auf das Design der Sonde übertragen werden.

2.1 Multipolentwicklung einer Linienladung in Zylinderkoordinaten

Eine Linienladung λ parallel zur z -Achse befinde sich an der Position (r, ϕ) innerhalb eines ideal leitenden Hohlzylinders mit Radius $a > r$. Das durch diese Linienladung und deren Spiegel-Linienladung an der Stelle $(a^2/r, \phi)$ hervorgerufene elektrische Feld (siehe Abbildung 2.1) an der Stelle $r = (a, \theta)$ lässt sich nach JACKSON [1983] durch folgenden Ausdruck beschreiben:

$$E_\lambda(r, \phi, a, \theta) = \frac{\lambda(r, \phi)}{2\pi\epsilon_0 a} \cdot \frac{a^2 - r^2}{a^2 + r^2 - 2ar \cos(\theta - \phi)} \quad (2.1)$$

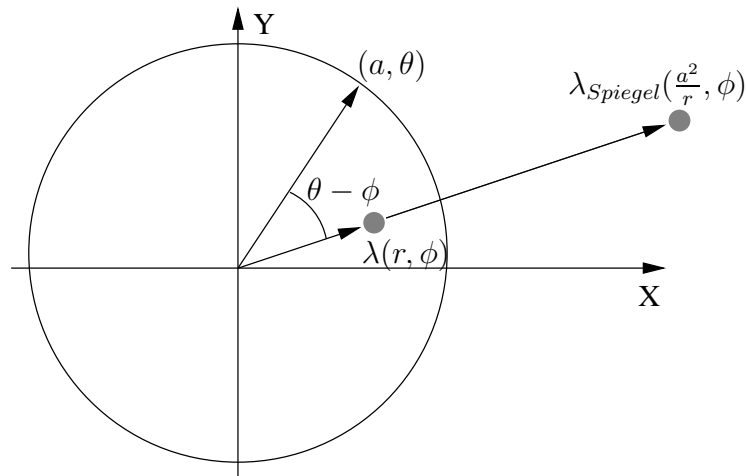


Abbildung 2.1.: Schematischer Schnitt durch das Rohr der Strahlführung zur Verdeutlichung der induzierten Spiegelladungsdichten.

¹ Bei einer Energie von 350 A MeV beträgt die Geschwindigkeit der Ionen ca 68% der Lichtgeschwindigkeit. Die Dynamik des Bunches spielt sich im Bereich bis maximal eine μ s ab. Die Halbwertsbreite des Bunches liegt jedoch nur im Bereich (100...200) ns. Dadurch ergibt sich eine Länge von $l = v \cdot t = 2 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} \cdot 10^{-7} \text{ s} = 20 \text{ m}$

In einer Taylorreihe von r/a ausgedrückt ergibt:

$$E_\lambda(r, \phi, a, \theta) = \frac{\lambda(r, \phi)}{2\pi\epsilon_0 a} \cdot \left[1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a} \right)^k \cos k(\theta - \phi) \right] \quad (2.2)$$

Die Ladungsdichte des Ionenstrahls in beiden transversalen Richtungen sei nun gaußförmig. Dann kann der Ausdruck mit dem Schwerpunkt der Ladungsverteilung bei $\bar{r} = (\bar{x}, \bar{y})$ und dessen Ausdehnung² (σ_x, σ_y) wie folgt geschrieben werden:

$$E_{Gauss}(\bar{r}, \phi, a, \theta) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \iint dx dy E_\lambda \cdot \exp \left[-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma_y^2} \right] \quad (2.3)$$

Wenn die Breite (σ_x, σ_y) der Ladungsverteilung klein gegen den Radius a ist, kann die Integration über den ganzen Raum erfolgen. Nach der Integration führt man die Ersetzungen $\cos \phi = x/r$ und $\sin \phi = y/r$ durch. Zum Schluss schreibt man die ersten Terme der Summe explizit aus:

$$\begin{aligned} E_{Gauss}(\bar{r}, \phi, a, \theta) = & \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a} \cdot \left\{ 1 + \right. \\ & + \frac{2}{a} (\bar{x} \cos \theta + \bar{y} \sin \theta) \\ & + \frac{2}{a^2} \left[((\bar{x}^2 + \sigma_x^2) - (\bar{y}^2 + \sigma_y^2)) \cos 2\theta + 2\bar{x} \bar{y} \sin 2\theta \right] \\ & + 2 \frac{\bar{x}}{a^3} \cos 3\theta \left[(\bar{x}^2 + 3\sigma_x^2) - 3(\bar{y}^2 + \sigma_y^2) \right] \\ & + 2 \frac{\bar{y}}{a^3} \sin 3\theta \left[3(\bar{x}^2 + \sigma_x^2) - (\bar{y}^2 + 3\sigma_y^2) \right] \\ & \left. + \text{Terme höherer Ordnung} \right\} \quad (2.4) \end{aligned}$$

RUSSELL u. CARLSTEN [1993] haben gezeigt, dass die Entwicklung bis zu der hier ausgeführten dritten Ordnung nicht nur für gaußförmige Ladungsverteilungen gültig ist, sondern auf beliebige Verteilungen angewendet werden kann.

Bei der Herleitung wurde das Feld für einen bestimmten Winkel θ auf der Zylinderwand berechnet. Damit können bereits so genannte „Stripline“-Sonden berechnet werden. Als Position der Elektroden wählt man Winkel aus, bei denen die trigonometrischen Terme wegfallen, also $\theta = (0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ)$. Im Falle der Verwendung ausgedehnter Platten mit einem Öffnungswinkel von 2α und einem Radius von a muss außerdem der eingeschlossene Bereich berücksichtigt werden.

² FWHM=2,35 σ

Die Position (\bar{x}, \bar{y}) des Schwerpunktes relativ zum Mittelpunkt lässt sich nach Einsetzen der Winkel nach RUSSELL [1999] auf folgende Form bringen:

$$\begin{aligned}\bar{x} &= a \frac{\alpha}{2 \sin \alpha} \frac{L - R}{L + R} + O\left(\frac{\sigma^3}{a^3}\right) \\ \bar{y} &= a \frac{\alpha}{2 \sin \alpha} \frac{O - U}{O + U} + O\left(\frac{\sigma^3}{a^3}\right)\end{aligned}\quad (2.5)$$

Hierbei beschreiben L,R,O,U die Signalstärken auf der linken, rechten, oberen und unteren Platte. Wie das Signal gemessen wird (kapazitiv, induktiv, differenziert etc.), spielt dabei keine Rolle.

Da sich der effektive Öffnungswinkel α mit zunehmender Verschiebung aus der Mittelposition ändert, wird für Strahlpositionen nahe einer Platte das Signal nicht mehr proportional zur Verschiebung sein. Y.ZOU [1998] zeigte, dass bei einem Öffnungswinkel von $2\alpha = 78^\circ$ eine Kopplung der benachbarten Elektroden minimiert werden kann. Für die hier beschriebene Sonde mit einem Radius von $a = 9 \text{ mm}$ und einem Öffnungswinkel der Platten von $2\alpha = 78^\circ$ ergibt sich folgende Proportionalität:

$$\begin{aligned}\frac{1}{m_{pos}} &\equiv a \frac{\alpha}{2 \sin \alpha} = 9 \text{ mm} \frac{39^\circ}{2 \sin 39^\circ} \\ &\approx \frac{1}{0,206} \text{ mm}\end{aligned}\quad (2.6)$$

Die Differenz der transversalen Breiten des Ionenstrahles wird oft auch „Quadrupolmoment“ genannt. Dies ist jedoch nicht zu verwechseln mit den Entwicklungskoeffizienten einer Ladungsverteilung! Dieses Quadrupolmoment definiert man als:

$$q \equiv \sigma_x^2 - \sigma_y^2 \quad (2.7)$$

Aus den Signalen lässt es sich in folgender Weise berechnen:

$$(\bar{x}^2 + \sigma_x^2) - (\bar{y}^2 + \sigma_y^2) = a^2 \frac{\alpha}{\sin 2\alpha} \frac{(R + L) - (O + U)}{R + L + O + U} + O\left(\frac{\sigma_{(x,y)}^4}{a^4}\right) \quad (2.8)$$

Der Kalibrierfaktor für diese Sonde lautet:

$$\begin{aligned}\frac{1}{m_{Quad}} &\equiv a^2 \frac{\alpha}{\sin 2\alpha} = 81 \text{ mm}^2 \frac{39^\circ}{\sin 78^\circ} \\ &\approx \frac{1}{0,0177} \text{ mm}^2\end{aligned}\quad (2.9)$$

Das Ergebnis nach Gleichung 2.8 ist auch von der Position abhängig. Deswegen berechnet man im ersten Schritt die Position, um mit dieser anschließend das eigentliche Quadrupolmoment zu erhalten.

2.2 Kapazitive Sonden

Die einfachste kapazitive Sonde besteht nur aus einem Draht. Solche Sonden werden als „Striplines“ bezeichnet. Wegen des stärkeren Signals verwendet man jedoch (auch) Elektroden mit einem größeren Öffnungswinkel. Die einfachste Bauform für eine Beschleunigeranlage ist in diesem Fall eine Ringelektrode, die innerhalb der Strahlführung sitzt. Man erhält somit einen „Zylinderkondensator“. Das elektrostatische Feld des Ionenstrahls influenziert eine Ladungsverschiebung, die als Spannung gemessen wird.

2.2.1 Einfluss der Leitungsanpassung auf das Signal

In Abbildung 2.2 ist eine schematische Zeichnung einer kapazitiven Sonde (hier mit zwei Elektroden) und das zugehörige vereinfachte elektrische Ersatzschaltbild dargestellt. Das elektrostatische Potenzial des Ionenstrahls wird im Ersatzschaltbild durch die Spannungsquelle repräsentiert. Die Kapazität C_1 ergibt sich durch die Position des Ionenstrahls innerhalb der Sonde; C_2 ist die Kapazität zwischen den Elektroden und dem Gehäuse der Sonde.

Eine solche RC-Schaltung beschreibt einen Hochpassfilter³ erster Ordnung mit der Grenzfrequenz $f_g = 1/(2\pi RC_2)$. Die Kapazität C_2 ist bauartbedingt im Bereich weniger pF; der Eingangswiderstand eines nachgeschalteten Verstärkers kann jedoch passend gewählt werden. Möglich sind entweder Anpassungen an den $50\,\Omega$ -Wellenwiderstand üblicher Koaxialkabel oder eine hochohmige Anpassungen im $M\Omega$ -Bereich.

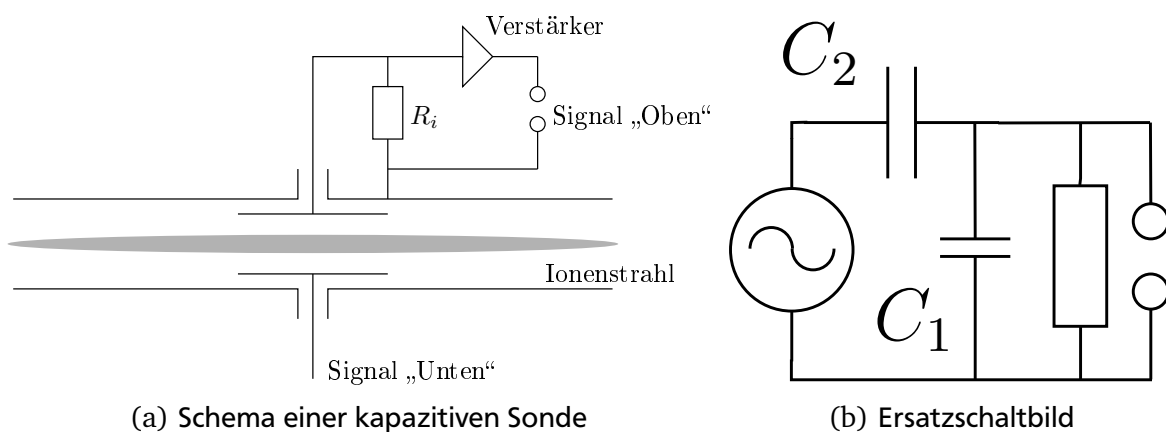
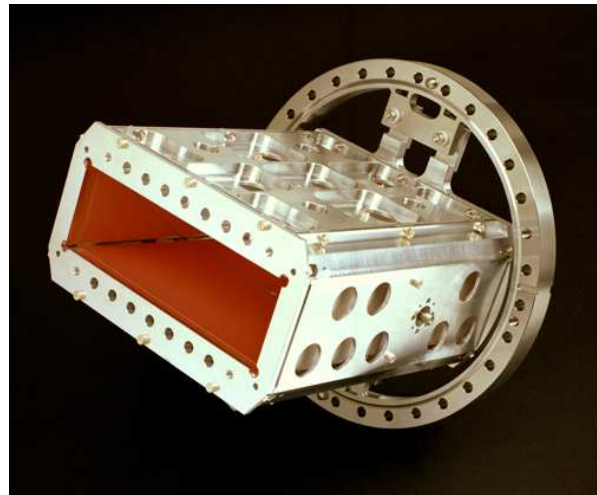


Abbildung 2.2.: Schematische Zeichnung einer kapazitiven Sonde mit zwei Platten und das dazugehörige Ersatzschaltbild.

³ Der Spannungsabfall am Lastwiderstand R_L ist gegeben durch $U_R = R_L I_C$. Der Ladestrom I_C des Kondensators beträgt $I_C = C \frac{d}{dt} U_C(t)$. Diese beiden Gleichungen ergeben zusammen $U_R = RC \frac{d}{dt} U(t)$. Frequenzanteile mit $\omega \ll \frac{1}{\tau} = \frac{1}{RC}$ werden differenziert, die mit $\omega \gg \frac{1}{RC}$ passieren den Filter.



(a) Runde Sonde am UNILAC



(b) „Shoe Box BPM“- im SIS-18

Abbildung 2.3.: Kapazitive Positionssonden an der GSI.

2.2.2 Anwendungen

Kapazitive Sonden werden aufgrund ihrer nichtinvasiven Arbeitsweise an vielen Stellen in Beschleunigeranlagen verwendet. Deswegen sollen hier kurz die zwei wichtigsten Typen vorgestellt werden:

Verwendung als Phasensonde

Eine Phasensonde besteht häufig aus einer einzelnen Ringelektrode. Eine räumliche Auflösung ist mit dieser Sonde nicht möglich. Die Sonden werden meist niederohmig angeschlossen. Hierbei macht man sich den Vorteil der Differenzierung des Signals zu Nutze, da der Nulldurchgang mit dem Signalmaximum des Strahls zusammenfällt. Diese Sonden werden unter anderem verwendet, um den Beschleunigerbetrieb zu optimieren (Phasenanpassung des Bunches an die hochfrequente Beschleunigerspannung). Am Z6-Messplatz werden mit diesen Sonden auch Flugzeiten bestimmt. Dadurch ist es möglich, Energieverlustmessungen durchzuführen.

Bestimmung der Position

Eine Positionssonde – ein so genannter „Beam Position Monitor (BPM)“ – wird dazu verwendet, die Lage des geladenen Strahls zu bestimmen. Dabei besteht ein BPM im einfachsten Fall aus einer Ringelektrode, die in vier gleich große Segmente unterteilt und mit je einem elektrischen Anschluss nach außen versehen ist. Je nach Geometrie und Anforderung kann eine solche Sonde rund aufgebaut sein – wie am UNILAC, siehe Abbildung 2.3(a) – oder auch andere Formen annehmen. In Abbildung 2.3(b) ist ein – dem Aussehen entsprechend „Shoe box“ genannter – BPM zu sehen.



3 Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt die Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) und stellt den HHT-Messplatz vor. Die Experimente zur Erfassung der Daten für diese Arbeit wurden dort durchgeführt.

3.1 Die Beschleunigeranlage der GSI

Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über die Beschleunigeranlage und im Detail über den HHT-Messplatz. Die Anlage besteht aus zwei „normalen“ Injektoren und einem Hochladungsinjektor (HLI). Damit können bis zu drei verschiedene Elemente im Parallelbetrieb bereitgestellt werden. Das Spektrum der verwendeten Elementen in den Quellen reicht von Protonen bis Uran.

Die erste Beschleunigung erfolgt durch den Linearbeschleuniger UNILAC, der Energien bis zu 20 AMeV bereitstellt. Am Ende des UNILAC kann der Ionenstrahl entweder auf Experimentierplätze in der Niederenergie-Experimentierhalle, wie etwa den Z6-Messplatz, verteilt oder in das SIS-18 injiziert werden. Durch Mehrfachinjektion kann die Strahlintensität erhöht werden. Das Synchrotron beschleunigt die Ionen je nach Sorte und Ladungszustand auf bis zu 2 AGeV. Die Extraktion des Ionenstrahls kann je nach Anforderung „schnell“ (im Bereich eine Mikrosekunde) oder „langsam“ (bis zu mehreren Sekunden) dauern. Der extrahierte Strahl kann im ESR gespeichert werden (und bei Bedarf in das SIS-18 reinjiziert werden), oder er steht an anderen Experimentierplätzen, wie im HHT-Cave, zur Verfügung.

3.2 Der Hochtemperaturmessplatz HHT

Der intensive und hochenergetische Ionenstrahl gelangt nach der Extraktion aus dem SIS-18 über einen Transferkanal an den Messplatz. Auf den letzten Metern der Strahlführung befinden sich zwei Quadrupol-Dupletts (QD), ein Quadrupol-Triplett (QT) sowie Dipolmagnete (MU). Verschiedene Strahldiagnostiken und Vakuumsteuerungen sind ebenfalls installiert.

Das Ende des Strahlrohrs ist mit der Experimentierkammer verschraubt. Um das Vakuum in der Strahlführung im Bereich $\approx 10^{-7}$ mbar zu halten und gleichzeitig Experimente in Gas durchführen zu können, wird das Strahlrohr mit einem 150 μm dicken Aluminiumfenster abgeschlossen.

In der Targetkammer sind mehrere Vakuumfenster und Durchführungen zu optischen Diagnosezwecken sowie ein präziser Vier-Achsen-Manipulator installiert. Weitere empfindliche Instrumente zur Diagnose einschließlich hochauflösender CCD- und Schmierbildkameras, zeitaufgelöste Spektrometer und ein auf Pyrometrie aufbauendes Thermometer vervollständigen den Messplatz. In Abbildung 3.2 ist der Messplatz mit einigen der Instrumente zu sehen. Die Aufnahme entstand im Oktober 2005.

GSI Darmstadt Beschleunigeranlage

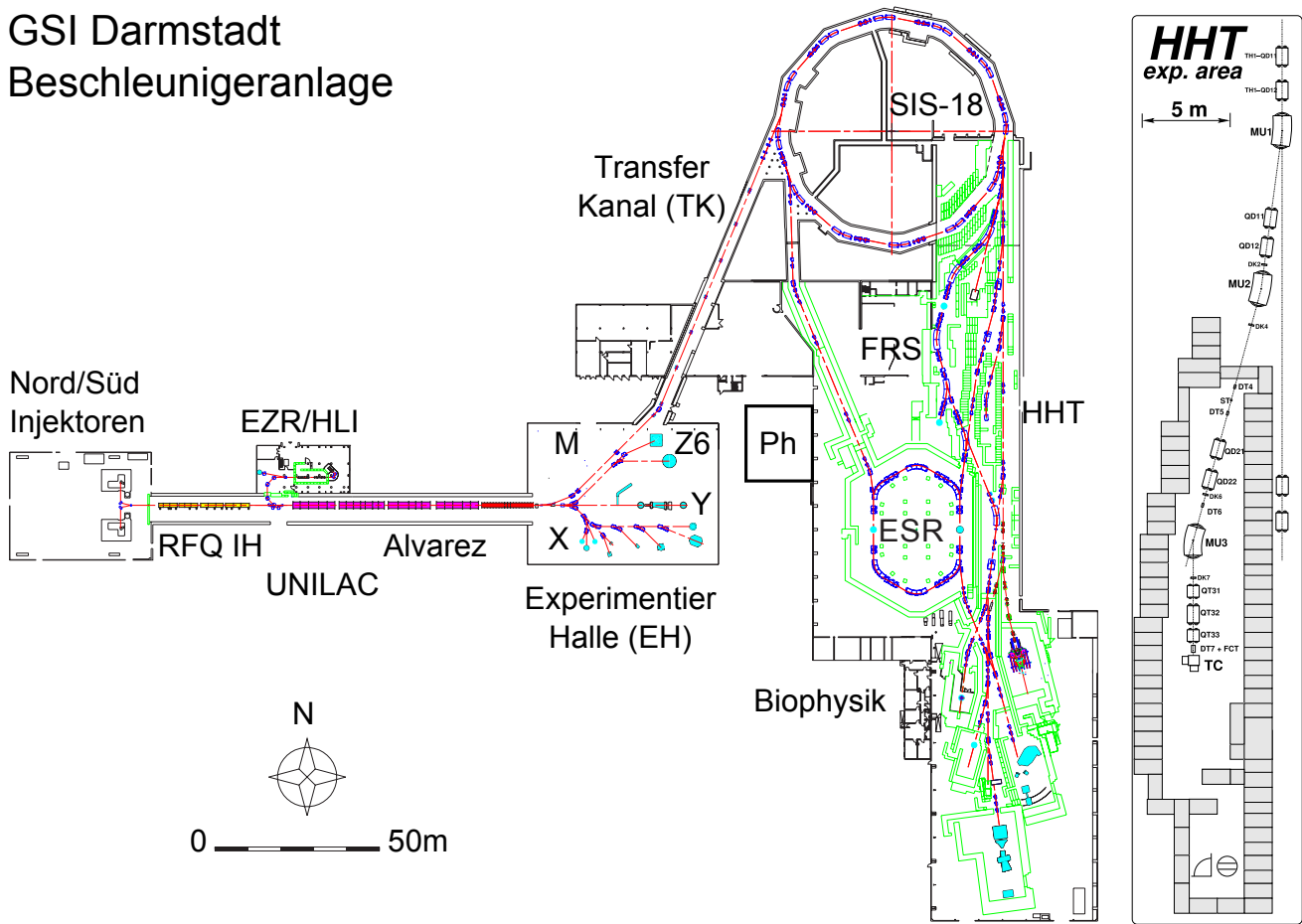


Abbildung 3.1.: Übersichtsplan der GSI.

3.3 Strahlparameter und Diagnose

Für HEDP-Experimente ist es wichtig, die folgenden Parameter des Ionenstrahls zu kennen beziehungsweise zu kontrollieren:

- Anzahl der Ionen
- Zeitlicher Verlauf
- Energie des Projektils
- Position des Fokus
- Größe des Fokus sowie die transversale Verteilung am Interaktionspunkt

Zur Zeit erreicht die Kompression des SIS-18 Pulsängen im Bereich von 100 ns FWHM. Um die Pulsform sowie die Intensität des Ionenstrahls zu messen, befinden sich entlang der Strahlführung mehrere Strahltransformatoren. Direkt nach der Extraktion ist ein RCT mit der Bezeichnung „TE1-DT1“ installiert. Am Eingang des Messplatzes ist der FCT „HHT-DT4“ sowie der RCT „HHT-DT6“ eingebaut. Ein weiterer Transformator („HHT-DT7“) mit einem integrierenden und einem schnellen Ausgang wurde im Rahmen dieser Arbeit an das Ende der Strahlführung installiert. Dies ist in Kapitel 6 ab Seite 29 beschrieben.

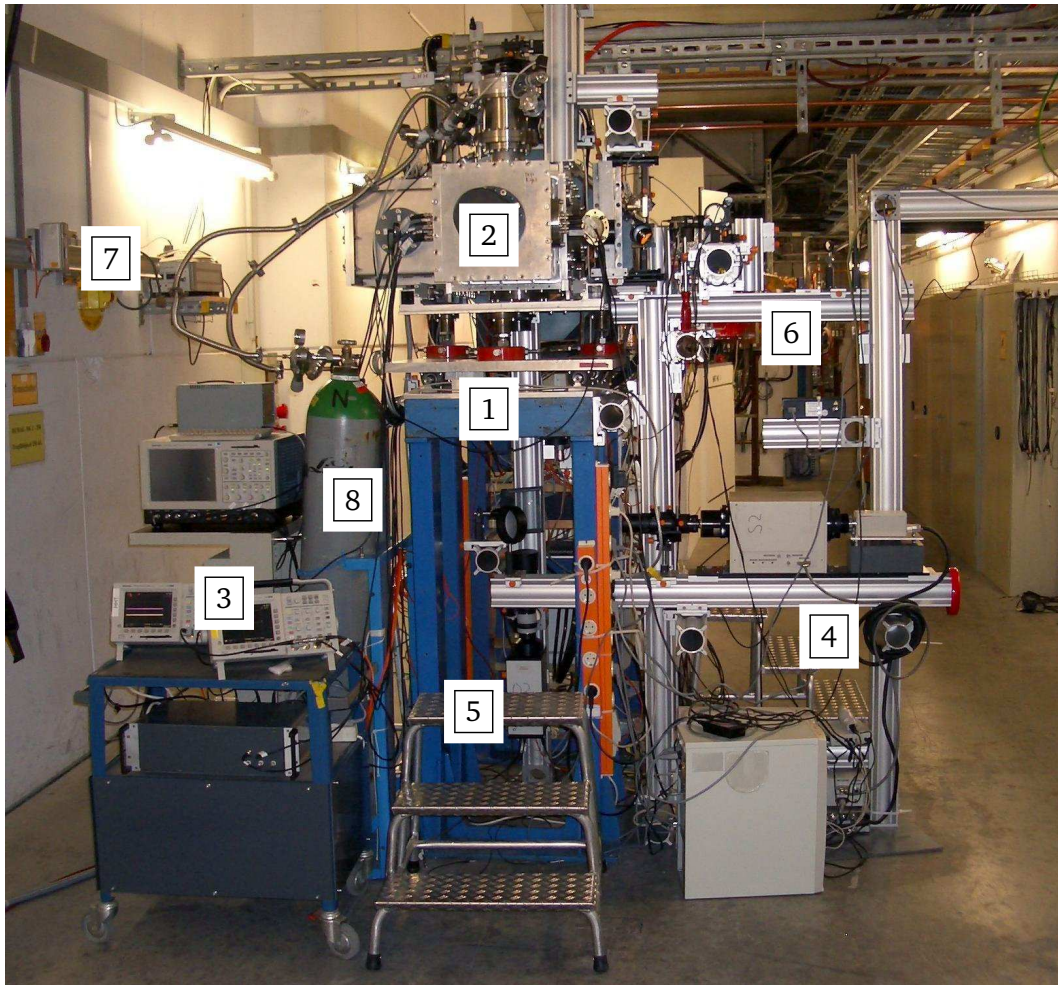


Abbildung 3.2.: 1 – Targetkammer; 2 – „Beam-Dump“; 3 – Oszilloskope zur Leitfähigkeitsmessung und Erfassung der Sondendaten; 4 – Schmierbildkamera; 5 – Schnelle CCD-Kamera; 6 – Interferometer; 7 – Kalibrierlaser; 8 – Gasflaschen mit Helium und Argon

Zur Bestimmung der Strahlbreite wird die Targetkammer mit $p \approx (300 \dots 500)$ mbar Helium oder Argon gefüllt und das Leuchten beobachtet, das durch die Anregung durch den Ionenstrahl entsteht. Die Auswertung erfolgt mit schnellen CCD-Kameras (DiCam Pro, PCO) und Bildbearbeitungssoftware zur Profilbildung.

3.4 Abschirmung

Beim Durchgang des Ionenstrahls durch das Eintrittsfenster entstehen Sekundärelektronen. Für die HEDP-Experimente spielen diese keine Rolle. Die Elektronen stören jedoch die Messungen mit der Sonde. Deswegen wurde in der Targetkammer eine elektrostatische Lochblende mit einem Durchmesser von $d = 3$ cm direkt hinter dem Eintrittsfenster (mit einem Durchmesser von $d = 4$ cm) mit variabler Spannung installiert.



4 Design und Aufbau der Sonde

Dieses Kapitel beschreibt das Design und die Konstruktion der Sonde. Es werden die mechanischen und elektrischen Eigenschaften aufgelistet sowie das Verfahren zur Durchführung der Kalibrierung erläutert. Die Sonde wurde so konzipiert, dass sie auf einen Target-Träger montiert werden kann, wie er für andere Experimente ebenfalls verwendet wird. Dadurch ist eine freie Positionierung mit dem Vier-Achsen-Manipulator in der Targetkammer und somit eine Messung im Fokus des Ionenstrahls möglich. Für eine experimentelle Überprüfung der Linearität der Sonde ist es notwendig, die Strahlposition relativ zur Sonde zu verändern. Da die Einstellungen für Position und Fokus des Ionenstrahls sich gegenseitig beeinflussen, ist es ungünstig, den Ionenstrahl abzulenken. Deswegen ist es von Vorteil, wenn der Manipulator die Sonde bewegt.

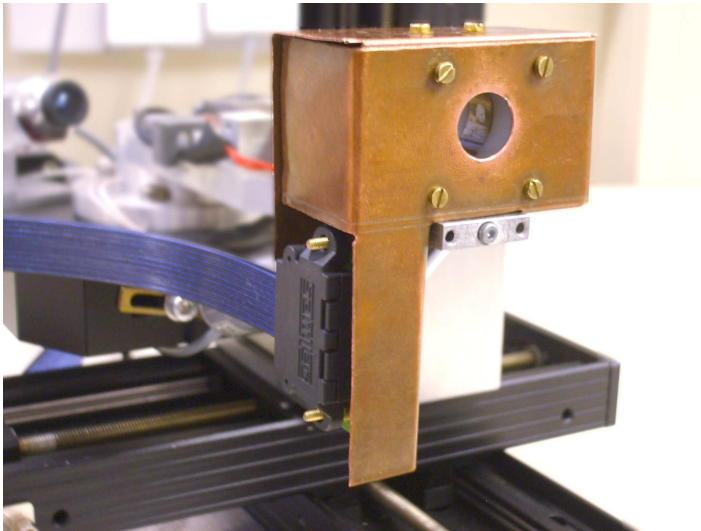
4.1 Design und Konstruktion

Die Sonde besteht aus einem Messingblock und ist jeweils 30 mm breit und hoch sowie 26 mm lang. Durch den Block ist ein 11 mm im Radius messendes Loch gebohrt. Dort sitzen vier 9 mm langen Elektroden, die von einer Kunststoffkonstruktion fixiert werden. Die Elektroden entstehen durch die Segmentierung eines Messingrings. Die Segmente haben, vom Mittelpunkt aus gesehen, einen Öffnungswinkel von 78° . Der innere Radius beträgt 9 mm. Eine Verstärkerschaltung, die mit einer Kupferabschirmung vor Sekundärelektronen von der Aluminium-Eintrittsfolie geschützt ist, sitzt direkt auf dem Metallkörper. Für die 9 mm große Öffnung sind in der Kupferblende Löcher mit einem Radius von 8 mm vorhanden. Die etwas kleinere Öffnung ist bewusst gewählt, um „schräg“ eintreffende Sekundärelektronen von den Elektroden fern zu halten.

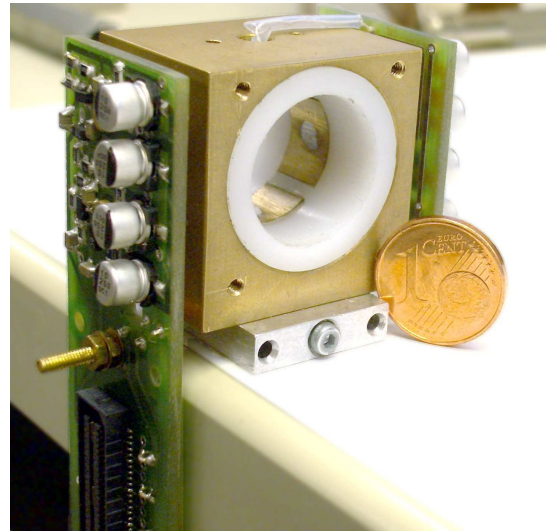
Die Kapazität der Elektroden gegen das Messinggehäuse wurde mit Hilfe eines Spektrumanalysators bei der Gruppe für Strahldiagnose (SD) auf jeweils $C \approx 3,2 \text{ pF}$ gemessen. Nennenswerte Induktivitäten konnten nicht festgestellt werden.

Ein Kondensator dieser Kapazität sollte nicht mit einem niederohmigen Anschluss belastet werden, da sonst das Signal differenziert wird (Kapitel 2.2.1, Seite 6). Deswegen sitzt direkt auf der Sonde (jeweils zwei Kanäle auf der linken und rechten Seite) ein Spannungsfolger zur Impedanzanpassung an 50Ω -Koaxialkabel. Die Verbindungen von den Elektroden zu den Verstärkern sind dadurch extrem kurz (nur wenige mm). Die Eingänge des Spannungsfolgers sind mit jeweils $R_i = 10 \text{ M}\Omega$ gegen Masse geschaltet. Daraus ergibt sich eine untere Grenzfrequenz von $f_g = (2\pi R \cdot C)^{-1} = (2\pi \cdot 10 \text{ M}\Omega \cdot 3,2 \text{ pF})^{-1} \approx 50 \text{ kHz}$. Da sich die Dynamik des Ionenstrahls im 100 ns -Bereich abspielt, folgt der gemessene Spannungsverlauf dem Strahl direkt und wird nicht differenziert. Die Schaltpläne sowie Platinenlayouts befinden sich im Anhang in Abbildung A.2 und A.3.

Die Verstärkerelektronik wird mit einer symmetrischen Spannungsversorgung von $U_{amp} = \pm 12 \text{ V}$ betrieben. Dabei benötigt jeder Kanal einen Strom von jeweils $I_{amp} = 37 \text{ mA}$, was einer Leistungsaufnahme im Bereich von $P = 1 \text{ W}$ entspricht. Dies muss bedacht werden, da die Sonde auch im Vakuum be-



(a) Sonde mit Kupferabschirmung auf dem Target-Manipulator. Links im Bild das hochflexible Flachkabel mit koaxialen Eigenschaften.



(b) Sonde ohne Schirmung. Zum Vergleich eine Cent-Münze. Gut zu erkennen ist die Elektronik, das Anschlussterminal sowie eine der Elektroden.

Abbildung 4.1.: Die kapazitive Sonde.

trieben wird und diese Leistung in Form von Wärme abgeführt werden muss. Durch die symmetrische Spannungsversorgung der Impedanzwandler ist gewährleistet, dass auch negative Spannungen erfasst werden können. Zwar erwartet man bei einem positiv geladenen Ionenstrahl ein positives Signal, jedoch kann der Einfluss der Sekundärelektronen auch zu negativen Signalen führen.

Für eine freie Positionierung wurden sowohl die Spannungsversorgung der Verstärkerelektronik als auch die Signalleitungen von der Sonde in einem hochflexiblen koaxialen Flachkabel zusammengefasst. Durch den koaxialen Aufbau des Kabels werden die hochfrequenten Anteile des Signals korrekt übertragen. Auch sind dadurch keine systematischen Fehlern durch falsche Impedanzanpassung (Reflexionen) zu erwarten.

Die Ausgänge der vier Impedanzwandler sind mit einem digitalen Speicheroszilloskop vom Typ „Tektronix TDS-3034B“ verbunden. Um Leitungsverluste zu minimieren, steht das Messgerät in der Nähe des Experimentierplatzes. Dabei wurde darauf geachtet, das Gerät nicht den Neutronen auszusetzen, die in der Targetkammer und vor allem im Beam-Dump entstehen.

Die Daten werden über Ethernet zu einem Computer übertragen. Getriggert wird das Oszilloskop über den externen Eingang. Der „Mastertrigger“ für alle am HHT-Messplatz durchgeführten Experimente entspricht der Extraktion aus dem SIS-18.

4.2 Aufbau zur Kalibrierung

Eine Kalibrierung der Sonde auf dem Vier-Achsen-Manipulator wurde im Vorfeld durchgeführt. Wie in Kapitel 2 erläutert, reagiert die Sonde auf elektrostatische Felder. Ein „Stanford DG535“ Pulsgenerator wurde verwendet, um Rechteckpulse mit einer Pulsbreite von circa $\Delta t \approx 800 \text{ ns}$ zu erzeugen. Die Pulsdauer liegt im Bereich der Dynamik des Ionenstrahls, auch wenn die Pulsform eine etwas andere ist. Das Koaxialkabel für die Pulse wurde mit einem 50Ω -Durchgangswiderstand terminiert. Am anderen Ende

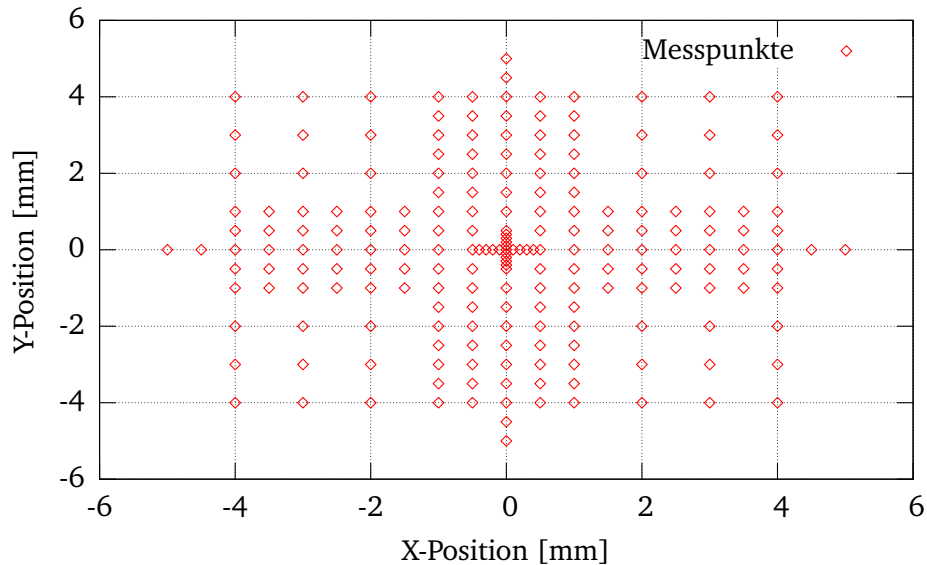


Abbildung 4.2.: An jedem der 205 Punkte in der XY-Ebene wurden Messwerte aufgezeichnet. Der Bereich um das Zentrum wurde mit einer kleineren Schrittweite untersucht.

des Terminators wurde eine als „Antenne“ arbeitende etwa 5 cm lange Drahtspitze befestigt. Der Vorteil dieses Aufbaus – im Vergleich zu Drähten mit gepulstem Strom – besteht darin, dass keine Leitungsreflexionen¹ entstehen. Dies schlägt sich zum einen in einem sauberen Signal nieder und schont auf der anderen Seite auch den Pulsgenerator.

4.3 Durchführung der Kalibrierung

Für die Kalibrierung wurde die Sonde mit dem Manipulator in einem symmetrischen, jedoch nicht gleichmäßigen Muster an insgesamt 205 Positionen gefahren und Messwerte aufgezeichnet. Im Bereich um das Zentrum wurden 0,5 mm-Schritte verwendet. In den äußeren Gebieten wurde die Schrittweite auf 1,0 mm erhöht. Entlang der beiden Hauptachsen wurde der Bereich $\pm 0,5$ mm um das Zentrum mit einer feineren Schrittweite von 0,1 mm vermessen. In Abbildung 4.2 sind alle Koordinaten der Messpunkte eingezeichnet.

Zu jeder Koordinate wurden acht Messungen durchgeführt und von der Oszilloskop-Software gemittelt. Exemplarisch ist in Abbildung 4.3 der Spannungsverlauf an der Position $(x : y) = (5 \text{ mm} : 0 \text{ mm})$ der vier Elektroden dargestellt. Bildet man das Verhältnis der Spannungen der Plattenpaare, so zeigt sich, dass dieses über die Dauer des Pulses konstant bleibt², also die Formen der Pulse gleich sind. Zu erkennen ist ebenfalls, dass der „Kondensator“ über den Eingangswiderstand entladen wird. Die Entladung erklärt auch die negative Spannung nach dem Puls: die abgeflossene Ladung muss kompensiert werden. An das Plateau des Pulses wurde eine Entladekurve für eine RC-Schaltung der Form $U(t) = U_0 \exp(-t/\tau)$ mit $\tau = RC$ angefitet und die Zeitkonstante auf $\tau = (2,9 \pm 0,2) \mu\text{s}$ bestimmt. Dies ist die Zeitkonstante –

¹ Diese entstehen an Stellen in einer Leitung, an denen die Impedanz sich ändert, wie etwa an der Stelle, an der die Isolierung der Koaxialleitung unterbrochen oder entfernt wird.

² An den Flanken und insbesondere bei den Nulldurchgängen kommt es natürlich zu Fluktuationen und Singularitäten.

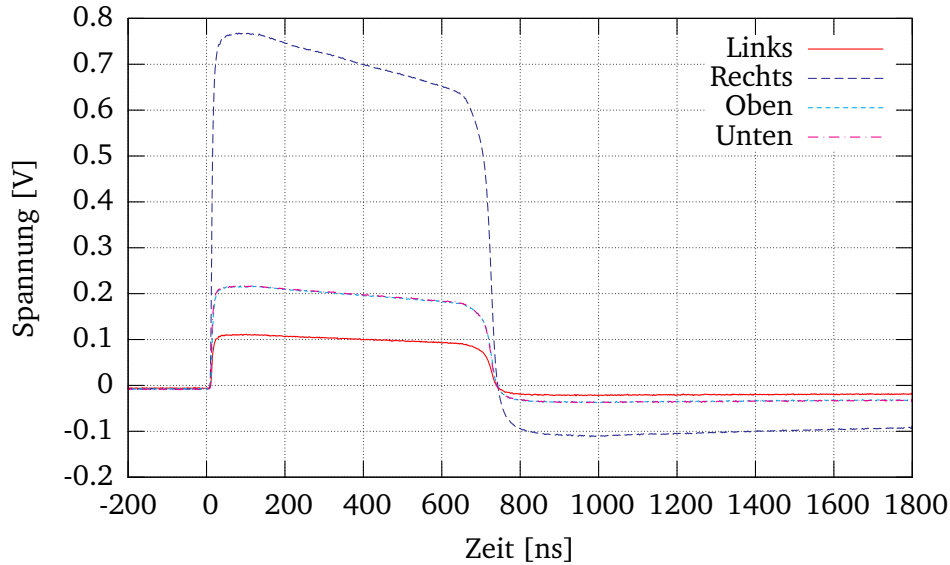


Abbildung 4.3.: Signalverläufe der vier Elektroden an der Position $(x : y) = (5\text{mm}, 0\text{mm})$.

gebildet durch den Ausgangskondensator mit $C = 100\text{ nF}$ und dem Ausgangswiderstand von $R = 33\ \Omega$ – der einzelnen Ausgänge des Verstärkers.

4.4 Auswertung der Kalibrierung

Für die Kalibrierung können die Spannungsmaxima der gemessenen Spannungen zugrunde gelegt werden. Man erwartet einen proportionalen Zusammenhang zwischen normiertem Signalverhältnis und Position. Eine gegenseitige Beeinflussung der Hauptachsen wird nicht erwartet. Mit zunehmendem Abstand wird die Linearität von geometrischen Effekten überlagert. Dies kann am Beispiel des Plattenpaares „Links-Rechts“ in Abbildung 4.4 gesehen werden. In der 3D-Darstellung 4.4(a) spannen die 205 normierten Spannungsdifferenzen eine Ebene auf. Für eine detailliertere Untersuchung betrachtet man die seitliche Projektion aller berechneten Werte (Abbildung 4.4(b)). Die Überlagerung der Messwerte zu verschiedenen Y-Positionen bei konstanter X-Position bestätigt die Unabhängigkeit der Achsen voneinander. Gleiche Ergebnisse erhält man bei der Untersuchung der anderen Achse.

Für das Intervall $(x : y) = (-2; +2) : (-2; +2)\text{ mm}$ wurde jeweils eine Gerade mit der Steigung m_{pos} an die Punkte angepasst. Für den Bereich ab circa $x = \pm 2\text{ mm}$ erkennt man den Einfluss nichtlinearer Effekte. Zur Abschätzung der Abweichung wurde durch die Punkte ein Polynom der Form $f(x) = a_1 \cdot x + a_3 \cdot x^3$ gelegt. Die Fitparameter beider Methoden sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1.: Fitparameter für die Abhängigkeit Sondenposition zu normierter Spannungsdifferenz: Nichtlineare (NL) Anpassung und Geradengleichung (Steigung).

Plattenpaar	$a_1 [\text{mm}^{-1}]$	$a_3 [\text{mm}^{-3}]$	$m_{pos} [\text{mm}^{-1}]$
Links-Rechts	0,178	$-1.27 \cdot 10^{-3}$	0,175
Oben-Unten	0,182	$-1.37 \cdot 10^{-3}$	0,178

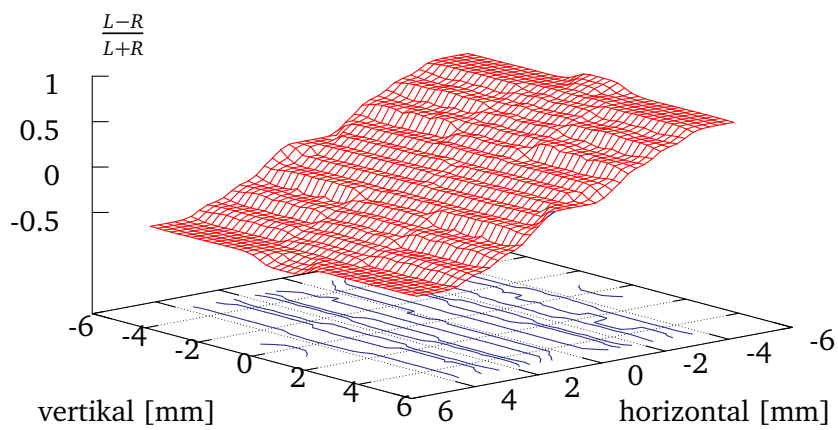
Die Daten lassen sich folgendermaßen interpretieren: Eine Verschiebung der Sonde beziehungsweise des Strahles aus dem Mittelpunkt um einen Millimeter der Sonde führt zu einer Änderung der Signalstärke um $\approx 18\%$ (Steigung m_{pos}). Mit diesen Parametern lässt sich nun nach Gleichung 2.5 für den linearen Fall aus den Spannungsdifferenzen die Position des Ladungsschwerpunktes (\bar{x}, \bar{y}) bestimmen.

Im Vergleich zum berechneten Wert in Gleichung 2.6 sind die Werte um $\approx 10\%$ zu niedrig. Die wichtigste Fehlerquelle für die Abweichung dürfte hier die Fertigungsgenauigkeit im Öffnungswinkel der Platten sein.

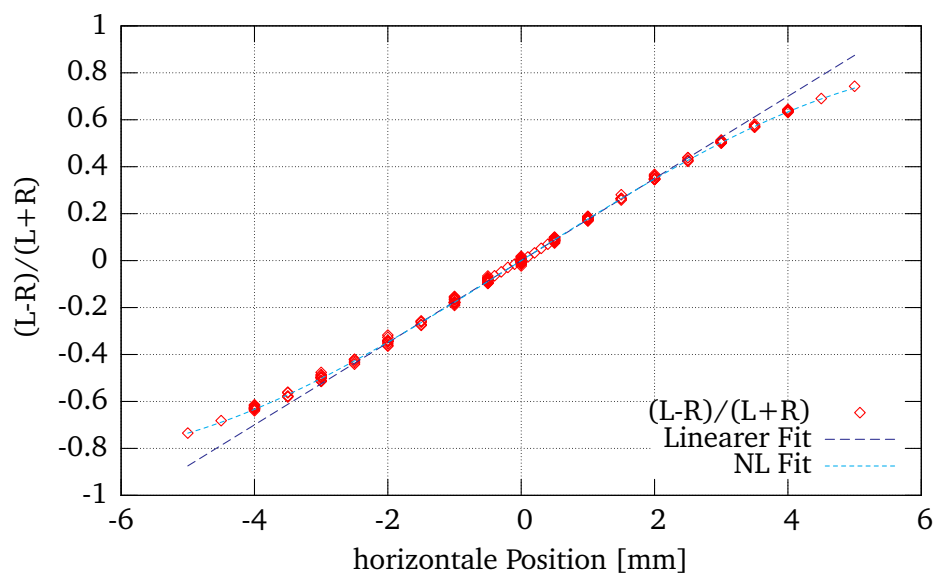
Die nichtlinearen Einflüsse spielen im Bereich bis 2 mm um den Mittelpunkt nur eine untergeordnete Rolle. Die Unterschiede zwischen der Geraden und dem Polynom liegen bei einer Verschiebung um einen Millimeter aus der Mitte im Promille-Bereich. Bei $x = 2$ mm liegt man bereits bei $(2^3 \cdot 1.37 \cdot 10^{-3} \approx 1\%)$. Ab dieser Position ist es also sinnvoll diese Abweichung zu berücksichtigen. (Bei $x = 3$ mm sind es 3,5%, bei $x = 4$ mm bereits 8,5%)

Die feinste Schrittweite, die verwendet wurde, war 0,1 mm. Um diese aufzulösen, bedarf es einer Genauigkeit in der Signalbestimmung von mindestens 2%. Ob diese während des Experimentes erreicht werden kann, bleibt abzuwarten.

Zur Untersuchung der Empfindlichkeit in Bezug auf die Profilmessung wurde das Quadrupolmoment wie in Gleichung 2.8 berechnet. In dieser Formel geht die Position der Sonde ein. Man erwartet deswegen bei einer Auftragung von q gegen $\bar{x}^2 - \bar{y}^2$, dass alle Punkte auf einer Geraden mit einer Steigung m_{quad} liegen, wie in Gleichung 2.9 berechnet und in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Steigung der angefitzten Geraden ist mit $m_{quad} = 0,014 \text{ mm}^2$ etwa 20% kleiner als der berechnete Wert aus Gleichung 2.9. Auch sieht man, dass die Punkte teilweise recht stark streuen. Die Messwerte gehen bei dieser Betrachtung quadratisch ein. Nach den Regeln der Fehlerbetrachtung ist die Unsicherheit bei quadratischen Größen mit zwei zu multiplizieren.



(a) 3D-Darstellung.



(b) 2D-Projektion aller Messpunkte.

Abbildung 4.4.: Kalibrierung des Plattenpaares „Links-Rechts“.

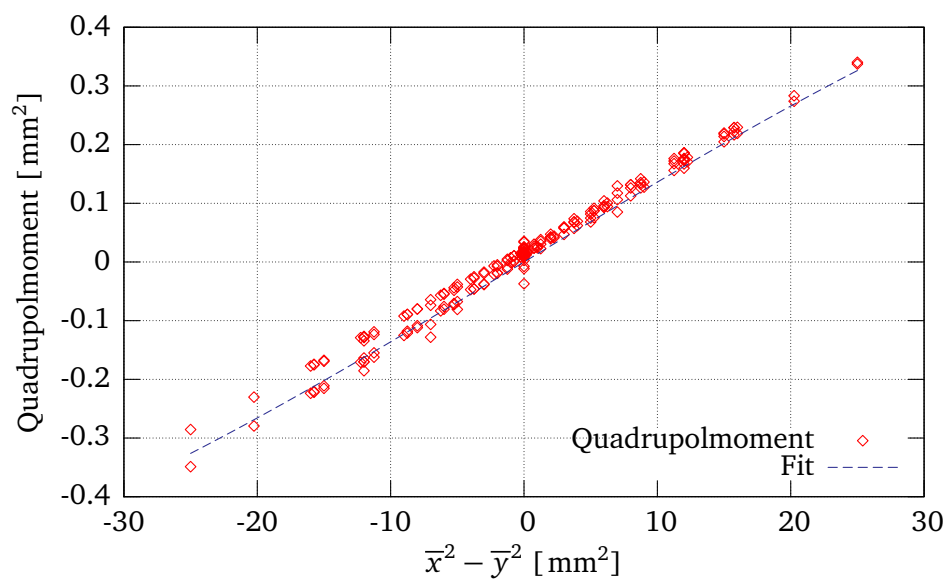


Abbildung 4.5.: Quadrupolmoment gegen $\bar{x}^2 - \bar{y}^2$.



5 Messungen mit dem Ionenstrahl

Die Sonde wurde am HHT-Messplatz in der Fokusebene des Uranionenstrahls getestet. Die Intensität der Bunche lag zwischen $A = (1 \dots 10) \cdot 10^8$ Teilchen je Schuss und die spezifische Energie war $E = 350 \text{ AMeV}$.

5.1 Erfassung der experimentellen Daten

Die Signale der Sonde und der beiden schnellen Strahltransformatoren „HHT-DT4“ und „HHT-DT7“ wurden über ein PC-Programm [TEKTRONIX INC.] aus zwei Oszilloskopen ausgelesen und gespeichert. Das proprietäre Programm ist nicht in der Lage, die Datenaufnahme zu automatisieren. Bei einigen wenigen Schüssen ($\approx 1\%$) wurden nicht alle Daten korrekt und vollständig gespeichert.

Zu jedem Schuss wurde die Strahlintensität und die Uhrzeit, wie sie vom Beschleuniger-Kontrollsystem bereitgestellt wird, manuell in das Protokoll eingetragen. Des Weiteren wurden *alle* Schüsse mit Zeitstempel automatisch vom System gespeichert. Dadurch war es möglich, nach der Experimentierzeit die protokollierten Intensitäten einer Plausibilitätsprüfung zu unterziehen und eventuell falsch notierte Intensitäten zu korrigieren.

Die positive Ladung des Ionenstrahls lässt ebenfalls positive Signale erwarten, die dem Verlauf der Intensität folgen. Diese können mit dem Signal der schnellen Strahltransformatoren verglichen werden.

5.1.1 Experimente im Vakuum

Wie in Abbildung 5.1(a) zu sehen ist, sind die Signale *negativ* und klingen langsam (im μs -Bereich) ab¹. Dies lässt auf Sekundärelektronen schließen, die sich als „echte“ Ladung auf den Platten ansammeln und über den Eingangswiderstand der Verstärker abfließen. Die Elektronen stammen aus der $150 \mu\text{m}$ dicken Aluminium-Eintrittsfolie. Möglicherweise schirmt zusätzlich der „Elektronen-Halo“ den Ionenstrahl teilweise ab.

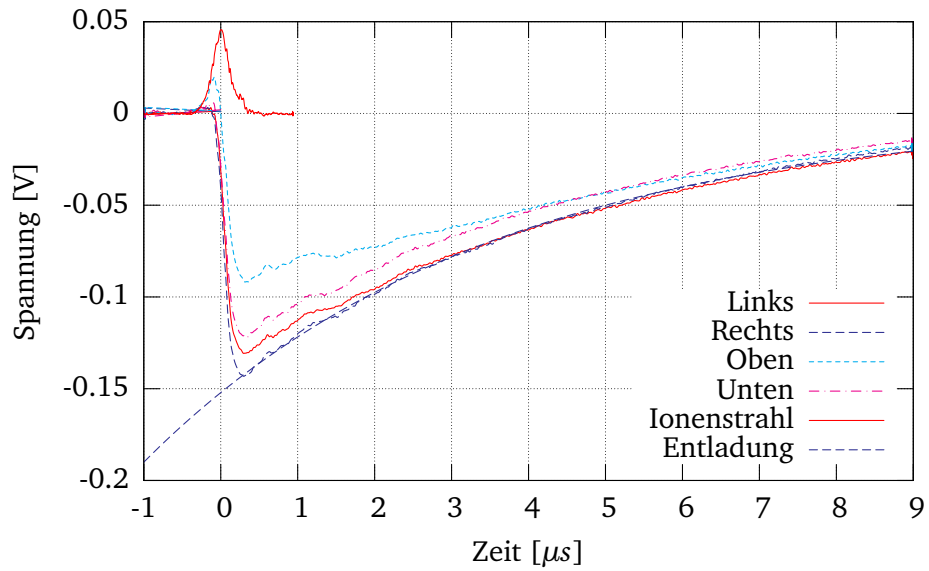
Auch unterschiedliche Spannungen bis zu $U = \pm 500 \text{ V}$ auf der Lochblende (siehe Abschnitt 3.4, Seite 11) brachten keine Verbesserung. Die Signalform reagierte empfindlich sowohl auf die Spannung als auch auf die Verschiebung der Sonde entlang der Strahlachse. Ein Beispiel für eine Aufnahme im Vakuum bei einer Abschirmspannung von $U = 450 \text{ V}$ zeigt Abbildung 5.1(b). Diese Signale sind schwer zu interpretieren und deshalb für diese Arbeit nicht verwertbar.

5.1.2 Experimente in Helium

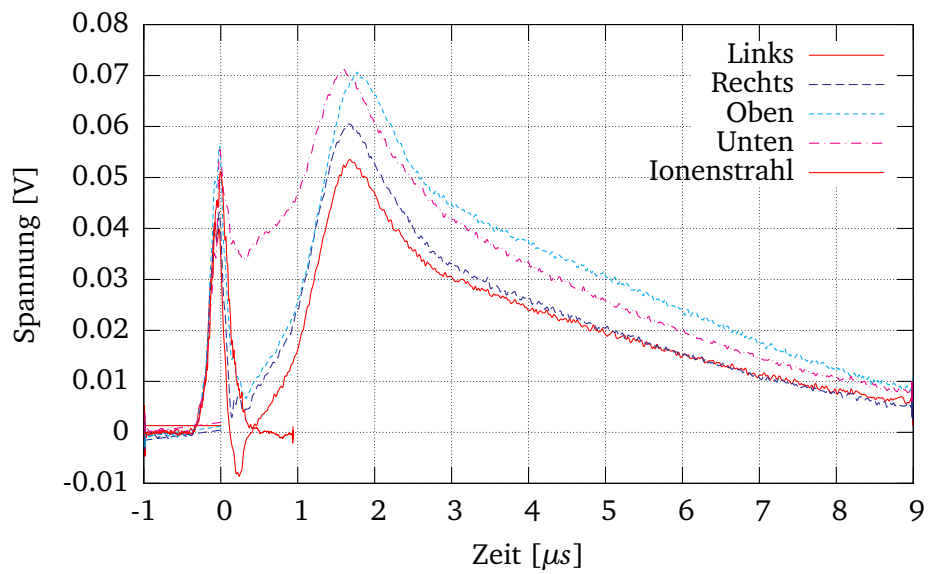
Mit einem Puffergas können langsame Elektronen gestoppt werden, ohne den Ionenstrahl selbst spürbar zu beeinträchtigen. Die Kammer wurde deswegen mit $p = 50 \text{ mbar}$ Helium gefüllt. Auf das elektrostatische Abschirmpotenzial wurde verzichtet².

¹ Eine an das Signal angepasste Entladekurve ergibt eine Zeitkonstante von $\tau \approx 4,5 \mu\text{s}$

² Diese Werte wurden empirisch während der Messzeit ermittelt



(a) $U_{\text{Schirmung}} = 0V$



(b) $U_{\text{Schirmung}} = 450V$

Abbildung 5.1.: Rohdaten der Sonde im Vakuum bei zwei unterschiedlichen Abschirmpotenzialen.

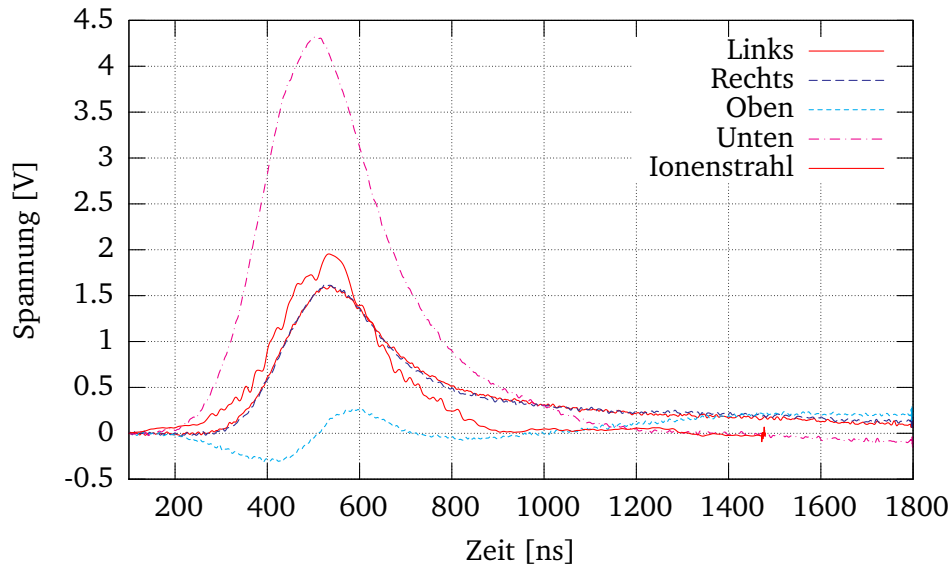


Abbildung 5.2.: Spannungsverlauf an der Position $(x : y) = (0 : -3, 2)$ mm in 50 mbar Helium.

Es wurde mit der Sonde ein Raster abgefahren, das vergleichbar mit dem in der Kalibrierung verwendet ist. Die Schüsse in 50 mbar Helium sehen im Wesentlichen aus wie in Abbildung 5.2 beispielhaft für die Position $(x : y) = (0 : -3, 2)$ mm dargestellt. Die beiden Signale des Plattenpaares „Links-Rechts“ liegen übereinander. Das Signal der unteren Platte, die näher am Strahl ist, ist deutlich stärker. Dagegen zeigt die obere Platte eine starke Veränderung der Signalform. Offensichtlich reicht bereits diese Verschiebung aus der Strahlmitte aus, um wieder Sekundärelektronen einzufangen. Ob es sich hierbei ebenfalls um Elektronen der Eintrittsfolie handelt, oder ob es Elektronen sind, die durch Ionisationsprozesse durch den Strahl entstehen, kann an dieser Stelle nicht geklärt werden. Dieses Verhalten zeigt sich jedoch erst ab dieser Position und wird mit größer werdenden Abständen zur Mittelposition deutlicher. Deswegen wurde darauf verzichtet, diesen äußeren Bereich genauer zu untersuchen.

Ebenfalls auffällig ist das langsame Abklingen der fallenden Flanke. Wie in der Kalibrierung gezeigt, erwartet man einen durch die Entladung hervorgerufenen „Undershoot“ nach dem Durchgang des Ionenstrahls. Mögliche Ursache ist ionisiertes Helium, das sich – wie die Sekundärelektronen – auf den Platten ansammelt. Diese Theorie wird vor allem durch die Form des schwächsten Signals untermauert, da dieses mit zunehmender Zeit wieder ansteigt.

Zum Vergleich ist in die Abbildung das zeitliche Profil des Ionenstrahls eingezeichnet. Man erkennt, dass das Signal der Sonde der Intensität folgt.

5.1.3 Variation der Fokussiereinstellungen

Bei fester Position der Sonde und 50 mbar Helium wurde das effektive Feld des letzten Quadrupolmagneten „HHT-QT33“ im Bereich von $\frac{d}{dx}B \cdot l = B' \cdot l = (15, 5 \dots 17, 5)$ T variiert. Die Strahlintensität während dieser Messungen betrug $\approx 2 \cdot 10^8$ Teilchen. Für zehn unterschiedliche Feldeinstellungen wurden Schüsse aufgenommen.

Mit vergleichbaren Feldeinstellungen wurde der Ionenstrahl bei einer Intensität von 10^9 Ionen in $p = 500$ mbar Argon durch die optische Methode untersucht.

5.2 Auswertung der Messdaten

Für die weitere Verarbeitung der Sondendaten wurden nur die Schüsse in Helium bei $p = 50$ mbar herangezogen, die in Vakuum wurden nicht berücksichtigt. Für diese Messungen wurde die Intensität im Bereich $I = (1 \dots 3) \cdot 10^8$ gewählt.

5.2.1 Zusammenhang zwischen Position und Signal

Zur Bestimmung der Linearität der Sonde wurden die Fokussiereinstellungen für den Ionenstrahl nicht verändert, sondern die Sonde in einem ebenen Muster in der Fokusebene bewegt. Das Muster ist vergleichbar mit dem der Kalibrierung. Die Anzahl der Messungen beträgt jedoch nur 110. Es hat sich anhand der Signalform gezeigt, dass es nicht sinnvoll ist, weiter als ± 3 mm vom Mittelpunkt entfernt zu messen. Die Signalform und die Erfahrung aus den Schüssen im Vakuum lassen vermuten, dass Sekundärelektronen aus der Eintrittsfolie sowie Elektronen und Ionen aus Ionisationsprozessen im Helium das Signal unbrauchbar werden lassen.

Prüfung der Linearität

Die Projektion der Spannungsdifferenzen des Plattenpaares „Links-Rechts“ gegen die Position ist für die horizontale Achse in Abbildung 5.3 dargestellt. Die angefittete Gerade besitzt eine Steigung von $m_{pos} = 0,31 \text{ mm}^{-1}$ und liegt damit um etwa 50% über dem erwarteten Wert von $m_{pos} = 0,206 \text{ mm}^{-1}$ (Gleichung 2.6 auf Seite 5). Das Selbe gilt auch für das vertikale Plattenpaar. Dessen gefittete Steigung beträgt $m_{pos} = 0,29 \text{ mm}^{-1}$. Die Punkte, die in beide Ausgleichsrechnungen eingegangen sind, liegen im Intervall $(-2,5 : 3) \text{ mm}$. Die Punkte außerhalb werden bereits zu stark durch Randeffekte beeinflusst. Da bei gleicher eingeschränkter Datenbasis sich die lineare und nichtlineare Ausgleichsrechnung nicht unterscheiden – unter Verwendung aller Punkte eine nichtlineare Kurve jedoch noch innerhalb des Sondendurchmessers divergiert – wurde diese nicht explizit ausgeführt.

Dies lässt sich daraus erklären, dass der Ionenstrahl eine räumliche Ausdehnung hat. Des Weiteren ist nicht auszuschließen, dass der Ionenstrahl von einem „Halo“ umgeben ist, der aus Sekundärelektronen und ionisiertem Helium besteht, die beim Durchgang des Strahls durch die Eintrittsfolie und durch das Gas in der Targetkammer „aufgesammelt“ werden.

Quadrupolmoment

Trägt man die aus den Messwerten nach Gleichung 2.8 berechneten Quadrupolmomente in der selben Art und Weise auf wie bei der Kalibrierung und passt eine Ausgleichsgerade an, so stellt man fest, dass hier die Steigung mit dem Wert $m_{quad} = 0,018 \text{ mm}^{-2}$ um weniger als 5% vom in Gleichung 2.9 auf Seite 5 berechneten Wert $m_{quad} = 0,0177 \text{ mm}^{-2}$ abweicht.

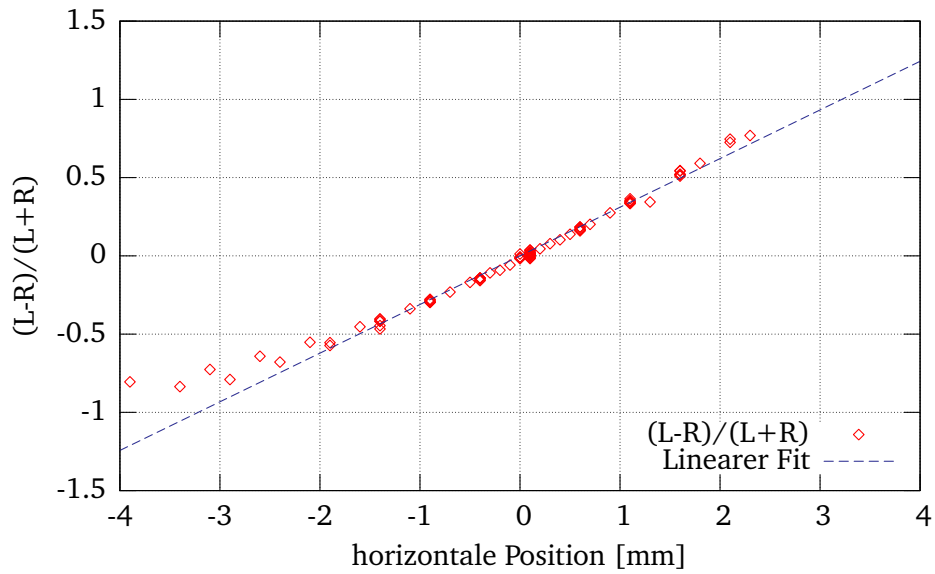


Abbildung 5.3.: Prüfung der Linearität des Plattenpaares „Links-Rechts“.

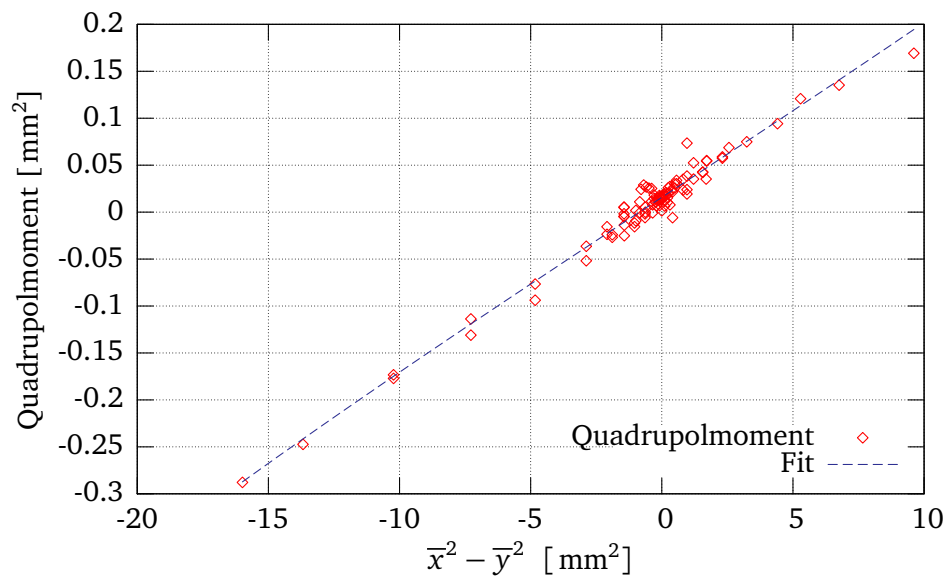


Abbildung 5.4.: Prüfung des Quadrupolmomentes bei konstanter Fokussierung.

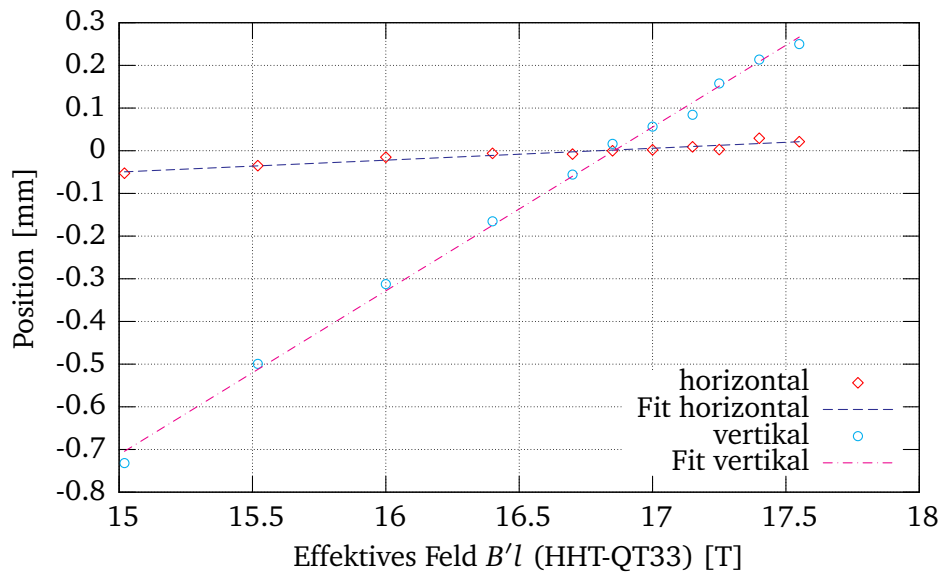


Abbildung 5.5.: Abhängigkeit der Strahlposition von der Fokussiereinstellung.

5.2.2 Variation der Quadrupol-Fokussierung

Zur Überprüfung der Empfindlichkeit auf höhere Momente der Ladungsverteilung wurde der Ionenstrahl mit dem letzten Magneten des Quadrupol-Triplets „HHT-QT3x“ in seiner Form variiert. Dabei wurde das effektive Magnetfeld über das Beschleuniger-Kontrollsystem in einem Bereich von $B'l = (15, 0 \dots 17, 5)$ T variiert. Zum qualitativen Vergleich wurde eine ähnliche Variation mit dem Ionenstrahl in Argon durchgeführt.

Positionsbestimmung mit der Sonde

Die Ionen laufen nicht immer auf der Sollbahn. Das führt dazu, dass eine Veränderung der Fokussiereinstellung auch eine Veränderung der Position bewirken kann und umgekehrt. In Abbildung 5.5 sind die Positionen des Ionenstrahls in der Fokusebene gegen die Feldeinstellungen des Quadrupolmagneten „HHT-QT33“ bei konstanter Sondenposition dargestellt. Um von den Messwerten auf die Position zu schließen, wurde hier die Proportionalität aus den Experimenten, nicht die aus der Kalibrierung verwendet. Die Position in horizontaler Richtung ändert sich fast nicht, während sich die Position in vertikaler Richtung um circa einen Millimeter verschiebt.

Bestimmung des Quadrupolmoments mit der Sonde

Das Quadrupolmoment wurde nach Gleichung 2.8 berechnet und die Terme der (bekannten) Position entsprechend subtrahiert. Hierbei wurden ebenfalls die Proportionalitäten verwendet, wie sie während der Messzeit gefunden wurden, und nicht die aus der Kalibrierung. In Abbildung 5.7 ist das Ergebnis ebenfalls gegen das Feld des Quadrupolmagneten aufgetragen. In dieser Abbildung ist zum Vergleich auch das Ergebnis der im nachfolgenden Abschnitt erläuterten optischen Methode eingezeichnet.

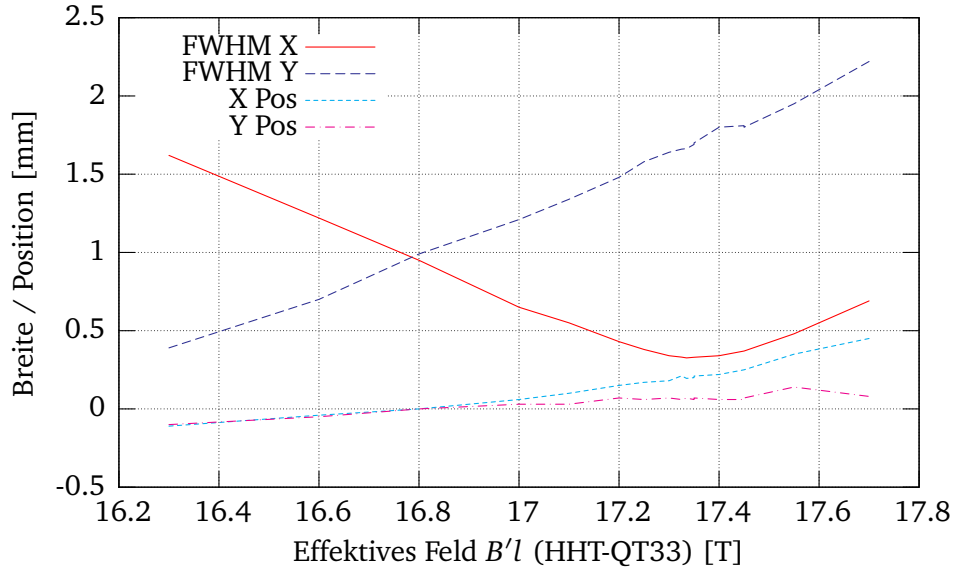


Abbildung 5.6.: Rohdaten der Quadrupol-Variation in Argon.

Vergleich mit optischen Methoden

Die Vergleichsmessungen wurden durch Profilbildung der Leuchtemission in $p = 300$ mbar Argon durchgeführt. Die Intensität des Strahls betrug im Mittel $I = 1,2 \cdot 10^9$ Ionen. Die ebenfalls gemessene Positionsverschiebung ist bei dieser Methode nicht von Bedeutung. In Abbildung 5.6 sind die Rohdaten (Position und FWHM) dieser optischen Methode dargestellt.

Die Halbwertsbreiten werden unter der Annahme einer gaußförmigen Verteilung in die Breite σ umgerechnet. Für einen Vergleich der beiden Methoden wird das Quadrupolmoment dann wie folgt berechnet:

$$q \equiv \sigma_x^2 - \sigma_y^2 = \left(\frac{FWHM_x}{2.35} \right)^2 - \left(\frac{FWHM_y}{2.35} \right)^2 \quad (5.1)$$

Die Profile sind jedoch mit Vorsicht zu betrachten. Die Dynamik des Gases (Expansion) wird ebenso wenig berücksichtigt wie die reale Dichteverteilung des Ionenstrahls, die hier als gaußförmig in diese Betrachtung eingeht.

Interpretation der Ergebnisse

Abbildung 5.7 zeigt die aus beiden beschriebenen Methoden ermittelten Quadrupolmomente. Für die Berechnung des Moments aus den optischen Messungen braucht die Verschiebung der Position nicht berücksichtigt zu werden. Das Quadrupolmoment wird wie in Gleichung 5.1 angegeben berechnet. Bei einer effektiven Feldstärke von $B'l \approx 16,8$ T sind die Breiten des Strahls etwa gleich. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, der Strahl sei „rund“. Die Punkte der optischen Messungen folgen einer Geraden. Die berechneten Daten mit der Sonde weisen dagegen große Sprünge auf. Auf eine Anpassung

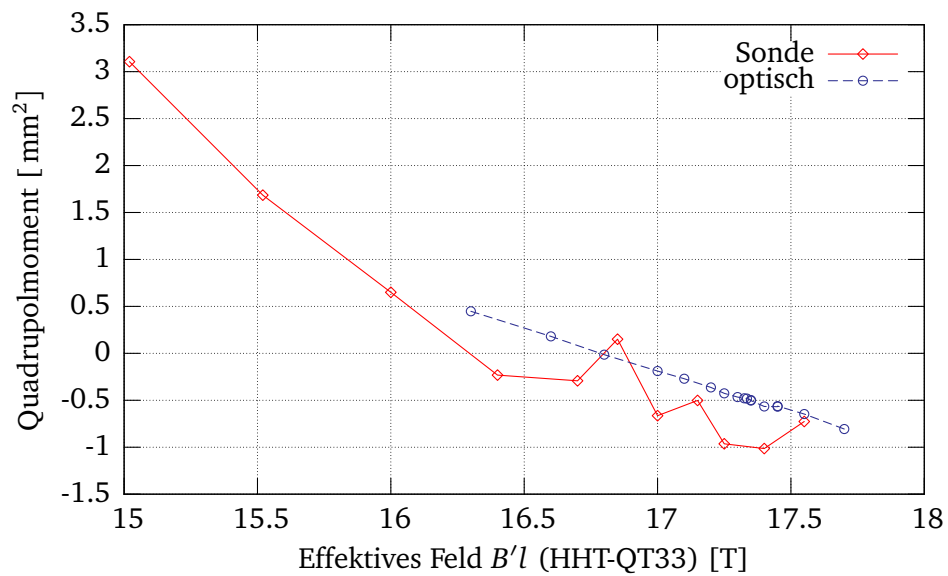


Abbildung 5.7.: Berechnete Quadrupolmomente: Sonde und optische Methode.

einer Geraden wurde hier deswegen bewusst verzichtet. Aber man kann erkennen, dass die Werte in der richtigen Größenordnung liegen und qualitativ dem Verlauf aus den optischen Messungen folgen.

6 Design und Installation eines Strahltransformators

Strahltransformatoren werden an Beschleunigeranlagen wie der GSI verwendet, um die Intensität und das zeitliche Profil zu messen. Je nach Einsatzbereich, Energien und Intensitäten kommen unterschiedliche Typen zum Einsatz. Dieser Teil der Arbeit beschreibt die Konstruktion, Umsetzung und erste Tests eines Transformators unmittelbar vor der Targetkammer am HHT-Messplatz. Der Transformator beinhaltet sowohl einen „Fast Current Transformer (FCT)“ als auch einen „Resonant Current Transformer (RCT)“. Der RCT wurde inzwischen in das Beschleuniger-Kontrollsystem integriert und kann dort als „HHT-DT7“ abgefragt werden.

6.1 Typen und Funktionsweise

Bei der GSI werden zur Bestimmung der Intensität des Ionenstrahls hinter dem SIS-18 Strahltransformatoren vom Typ RCT [ESRF 2001] verwendet. Ein RCT besteht aus einem hochpermeablen Ferrit-Kern, der mit zwei gegenläufigen Wicklungen versehen ist. Dadurch werden störende Signale durch Differenzbildung unterdrückt und nur die Änderung der transversalen Komponente des vom Ionenstrahl erzeugten magnetischen Feldes gemessen. Die Induktivität dieser Wicklung bildet zusammen mit Kondensatoren der Kopfelektronik einen Schwingkreis. Die Amplitude dieser Schwingung ist proportional zur Gesamtladung¹ des Ionenstrahls. Ein Peak-Detektor erfasst das Maximum der Schwingung, das in digitalisierter Form vom Beschleuniger-Kontrollsystem umgerechnet und angezeigt wird. Um die Dynamik des Systems zu erhöhen, ist die Elektronik in der Lage, den Messbereich automatisch umzuschalten.

Ein FCT misst dagegen nicht die integrierte Ladung, sondern liefert direkt den zeitlich aufgelösten Verlauf der Intensität als Spannung. Diese wird auf einem Oszilloskop zur Bewertung der Strahlqualität angezeigt. Der hier beschriebene Transformator besitzt keine Elektronik oder Verstärker. Die Anstiegszeit dieses „schnellen“ Transformators wird von der Gruppe für Strahldiagnose (SD) mit besser als 5 ns angegeben.

Die beiden Kerne der Transformatoren sitzen außerhalb des Strahlrohrs. Der darin induzierte Spiegelstrom würde das magnetische Feld des Ionenstrahls aufheben. Deshalb muss die Strahlführung an dieser Stelle elektrisch unterbrochen und der Spiegelstrom um die Kerne herumgeleitet werden. Bei den RCTs ist das Strahlrohr von einer Keramik unterbrochen, die für die notwendige elektrische Isolierung sowie mechanische Stabilität sorgt. Aufgrund seiner thermischen Belastbarkeit ist diese Konstruktion auch für Ultrahochvakuum (UHV)-Systeme geeignet, da dort Temperaturen bis 300°C zum Ausheizen verwendet werden.

¹ Die Intensität ergibt sich durch Division der Gesamtladung durch den Ladungszustand der verwendeten Ionen

6.2 Der Einbauort

Die Strahlführung am HHT-Messplatz wurde bis Oktober 2005 durch zwei Metallfolien abgeschlossen. Zwischen den beiden Folien befand sich ein 30 cm langes T-Stück, das mit einer Vorpumpe auf einen Druck von $p \approx 10^{-2}$ mbar abgepumpt wurde. Dies war eine Sicherheitsmaßnahme für den Fall, dass das Fenster der Targetkammer, die während der Experimente Gas enthalten kann und außerhalb der Messzeiten belüftet ist, bricht.

An die Stelle des T-Stückes wurde der Strahltransformator installiert. Da der Ionenstrahl beim Durchgang durch die Metallfolie Sekundärelektronen erzeugt, die ebenfalls von den Transformatorkernen registriert werden und somit das Nutzsignal unbrauchbar wird, wurde die (aus Strahlrichtung gesehen) erste Folie entfernt und die zweite auf 150 μm verstärkt. Das Transformatorgehäuse ist genau so lang wie das T-Stück und das erste Metallfenster. Dadurch wurden die Einstellungen für die Strahlfokussierung nicht beeinflusst. Das für die Fenster verwendete Aluminium ist stabil genug, um dem Druck standzuhalten, und leicht genug, dem Ionenstrahl keine große Wechselwirkungsfläche entgegenzustellen. Da das Metall zudem gut die Wärme leitet, ist sichergestellt, dass das Fenster thermisch nicht überbeansprucht wird.

6.3 Design und verwendete Materialien

Die Strahlführung im Bereich des Transformators ist vollständig aus PVC gefertigt. Dieses ist günstig zu beschaffen und kann relativ einfach bearbeitet werden. Das eigentliche Strahlrohr – mitsamt den beiden Flanschen – wurde aus einem massiven Zylinder gedreht. Die Nuten für die Dichtungen wurden eingearbeitet und die Löcher und Gewinde für die Befestigungen direkt in das Material geschnitten. Die notwendige elektrische Isolierung ist kein Problem, da PVC ein Isolator ist.

Normalerweise wird PVC nicht in UHV-Systemen verwendet. Bei der Montage ist darauf zu achten, das PVC-Rohr keinen mechanischen Spannungen auszusetzen, da sonst Risse oder Brüche entstehen können. Die mechanische Stabilität des Materials verhindert zudem den Einsatz von Kupferdichtungen, die eine Schneidkante am Flansch voraussetzen. Deswegen kommen an dieser Stelle O-Ringe aus Gummi zum Einsatz. Außerdem kann PVC nicht ausgeheizt werden und gast daher stark aus. Es ist deswegen nicht möglich, an dieser Stelle in der Strahlführung UHV zu erhalten, sondern „nur“ Drücke bis in den Bereich $p \approx 10^{-7}$ mbar. Da das Rohr jedoch am Ende der Strahlführung installiert ist und der Ionenstrahl diesen Bereich nur einmal passiert, kann dieser Umstand hingenommen werden.

Die Ferrit-Kerne des RCT und der FCT werden durch Kunststoffkeile und Gewindestangen zwischen zwei Grundträgern aus Aluminium geklemmt, die direkt mit dem Rohr verschraubt sind.

Das Gehäuse ist mit Kupferblech umgeben, auf welches zusätzlich μ -Metall-Folie geklebt ist. Mit dieser Abschirmung sollen störende elektrische und magnetische Einflüsse, die zum Beispiel durch die Takung der Magnete auftreten können, minimiert werden. Dabei ist Kupfer aufgrund seiner guten elektrischen Leitfähigkeit für die Schirmung gegen elektrische Felder besonders gut geeignet, während die μ -Metallfolie die magnetischen Felder dämpft.

Zurückgestreute Sekundärelektronen entstehen beim Durchgang des Ionenstrahls durch das Eintrittsfenster zur Targetkammer. Da das zweite Fenster nicht entfernt werden kann, wurde der Abstand zwischen den Ferrit-Kernen und dem Eintrittsfenster maximal gewählt.

6.4 Kalibrierung

Der RCT bietet die Möglichkeit einer absoluten Kalibrierung. Dafür ist eine Testwicklung um den Kern gelegt, durch die eine definierte Ladung geschickt wird. Anhand dieser wird die symmetrische Ausgangsspannung der Kopfelektronik eingestellt. Dies wird von der SD-Gruppe durchgeführt und mit einer Genauigkeit von besser als 3% angegeben.

Der FCT sieht keine Kalibrierung vor. Da dieser keine aktiven Komponenten enthält und auch nur zu qualitativen Bewertung des Strahles benutzt wird, ist dies auch nicht notwendig. Eine entsprechende Prüfung der Funktionalität und elektrischen Bandbreite wurde vorher ebenfalls von der SD durchgeführt.

6.5 Experimentelle Daten

Der RCT „DT6“ am Eingang des HHT-Messplatzes (siehe Abbildung 3.1 auf Seite 10) lieferte im Oktober 2005 nur die halbe Strahlintensität. Eine der beiden Windungen war defekt. Nach der Reparatur liegen die Werte konstant um $\approx 2\%$ höher als die des RCT „TE1-DT1“, der sich direkt hinter dem SIS-18 befindet. Diese Abweichung liegt im Bereich der angegebenen Genauigkeit der Transformatoren.

Die Werte des neu installierten RCT „HHT-DT7“ liegen dagegen im Durchschnitt um den Faktor 2,5 zu hoch. Ein erster Test der SD-Gruppe ergab, dass der Analog to Digital Converter (ADC) falsche Werte liefert. Dieser Fehler erklärt einen Faktor von 1,6. Doch auch nach dieser Korrektur sind die Werte dieses RCT im Mittel $\approx 43\%$ zu hoch. In Abbildung 6.1 sind für 172 Schüsse die angezeigten Intensitäten der beiden Strahltransformatoren „DT6“ und „DT7“ gegen die des als Referenz verwendeten Transformators „TE1-DT1“ aufgetragen.

Die extremen Ausreißer lassen sich folgendermaßen erklären: Bei Problemen mit der Ionenquelle kann es vorkommen, dass der Ionenstrahl deutlich weniger Intensität aufweist oder ganz ausbleibt. Die Elektronik des RCT registriert dies und stellt den Messbereich auf die vermeintlich niedrigere Intensität um. Wenn der Ionenstrahl wieder seine geforderte Intensität erreicht hat, meldet der ADC einen „Überlauf“. In beiden Fällen ist das Messergebnis nicht verwertbar.

Es wurden nur Daten zu Schüssen gespeichert, bei denen der „TE1-DT1“ gültige Werte lieferte, also ohne die Meldung „overload“ oder „underrun“. Warum dennoch die beiden anderen Transformatoren gelegentlich außerhalb des Bereiches liegen, kann an dieser Stelle nicht bestimmt werden. Möglich ist, dass der „TE1-DT1“, der auch für andere parallel laufende Experimente verwendet wird, öfter Gelegenheit zu einem „Reset“ erhält.

Da an einem anderen Messplatz (HTP) mit vergleichbarer Konfiguration ein Strahltransformator ebenfalls deutlich zu viel anzeigt, scheint hier ein prinzipieller Fehler in der Auswerte-Elektronik vorzuliegen. Inwieweit die Sekundärelektronen das Ergebnis beeinflussen, konnte in den Strahlzeiten nicht geklärt werden.

6.6 Abhängigkeit der Messgrößen von den Strahlparametern

Die Intensität sämtlicher Messungen dieser Arbeit lag im Bereich $10^8 \dots 10^9$ Teilchen je Schuss. Unter der Annahme, dass das zeitliche Profil des Strahles unabhängig von der Intensität und stabil von Schuss

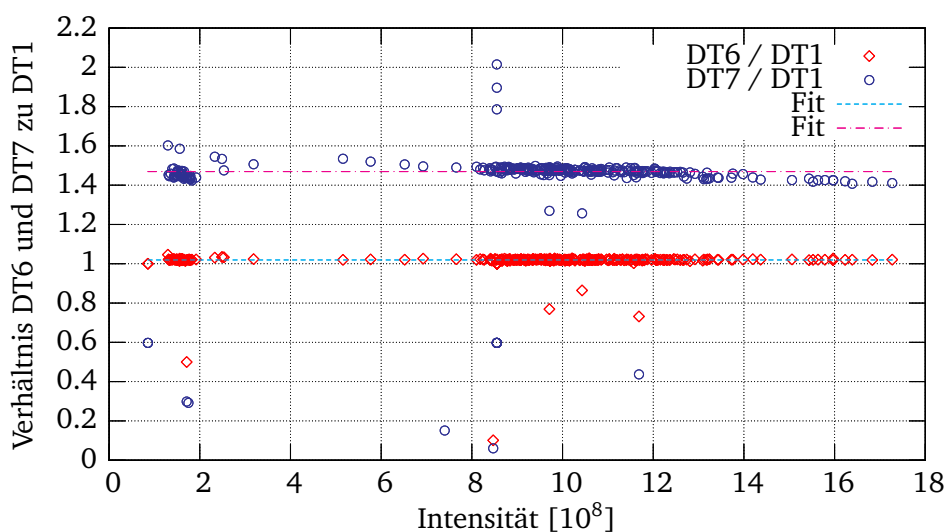


Abbildung 6.1.: Die Signale der RCTs DT6 und DT7 gegen das Signal des als Referenz dienenden RCT DT1.

zu Schuss ist, sind die Summe und das Maximum aus der Profilbestimmung proportional zur Intensität. Die gespeicherten Daten weisen in den ersten 200 ns kein Nutzsignal auf und dient zur Berechnung des Hintergrundes. Die Daten wurden mit polynomialer Ausgleichrechnung geglättet und die Profile (Maximum, Summe beziehungsweise Integral²) gebildet. In den Abbildung 6.2 und 6.3 sind die Summen und die Maxima der beiden FCTs „HHT-DT4“ und „HHT-DT7“ gegen die vom RCT „TE1-DT1“ gemessene Strahlintensität aufgetragen. An die Messpunkte ist eine Gerade angefitet. Dabei wurden die Daten für die Anpassung so normiert, dass die Steigung der Geraden $m = 1$ ist³. Dadurch ist ein direkter Vergleich der Standardabweichung der Anpassungen möglich; die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Man sieht, dass die Summen-Methode stärker streut als die Maximum-Methode und dass dieser Effekt beim „DT7“ stärker ausgeprägt ist als beim „HHT-DT4“. Die beiden FCTs unterscheiden sich in der Konstruktion (Verstärker, Anstiegszeiten) und sind an unterschiedlichen Orten eingebaut. Der „DT7“ misst möglicherweise zurückgestreute Sekundärelektronen aus dem Eintrittsfenster (siehe hierzu auch Kapitel 6 ab Seite 29).

In den Abbildungen 6.4(a) und 6.4(b) sind jeweils alle 172 auf die Intensität normierten Zeitprofile der beiden FCTs „HHT-DT4“ und „HHT-DT7“ in einen gemeinsamen Graphen geplottet. Man erkennt, dass die Kurven sehr gut übereinander liegen.

Tabelle 6.1.: Vergleich der Fitparameter zur Bestimmung der Signalabhängigkeit von der Intensität.

Transformator	Standardabweichung
HHT-DT4 Summe	0.165
HHT-DT4 Maximum	0.116
HHT-DT7 Summe	0.191
HHT-DT7 Maximum	0.113

² Da die Einstellungen der Oszilloskope für alle Schüsse gleich, ist die Summe aller Messwerte eines Kanals proportional zu dessen Integral

³ Die Transformatoren besitzen keine absolute Kalibrierung.

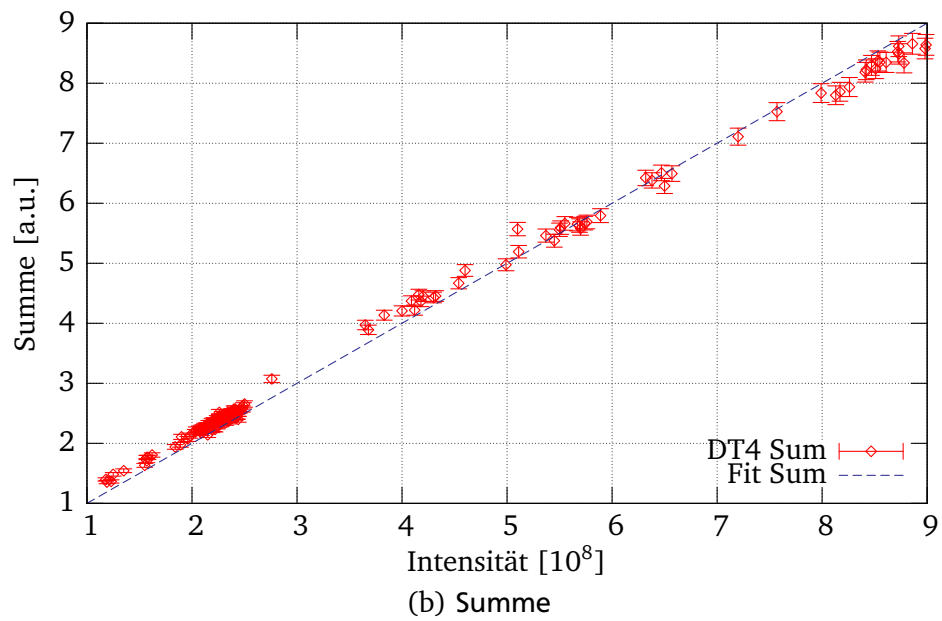
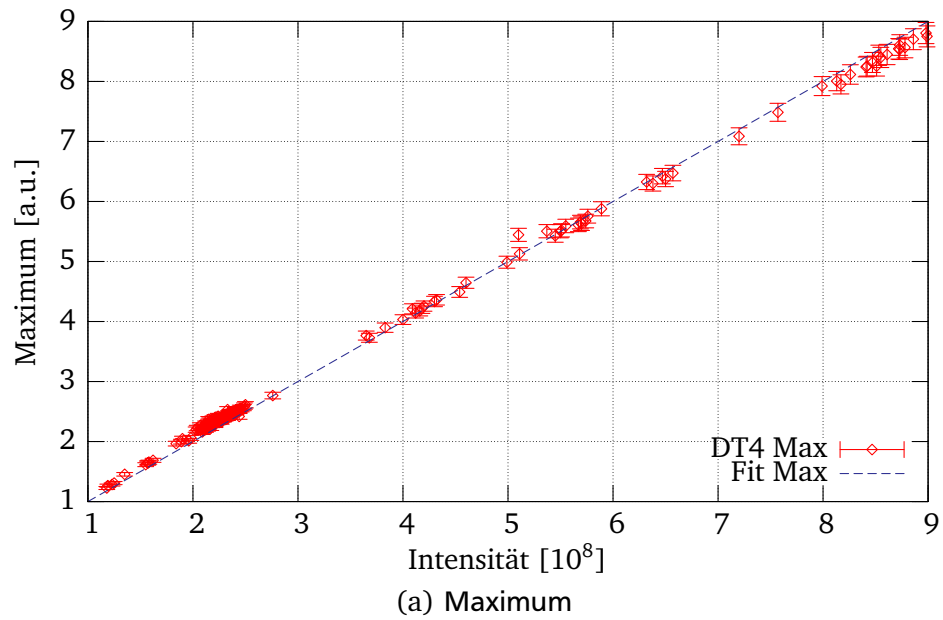
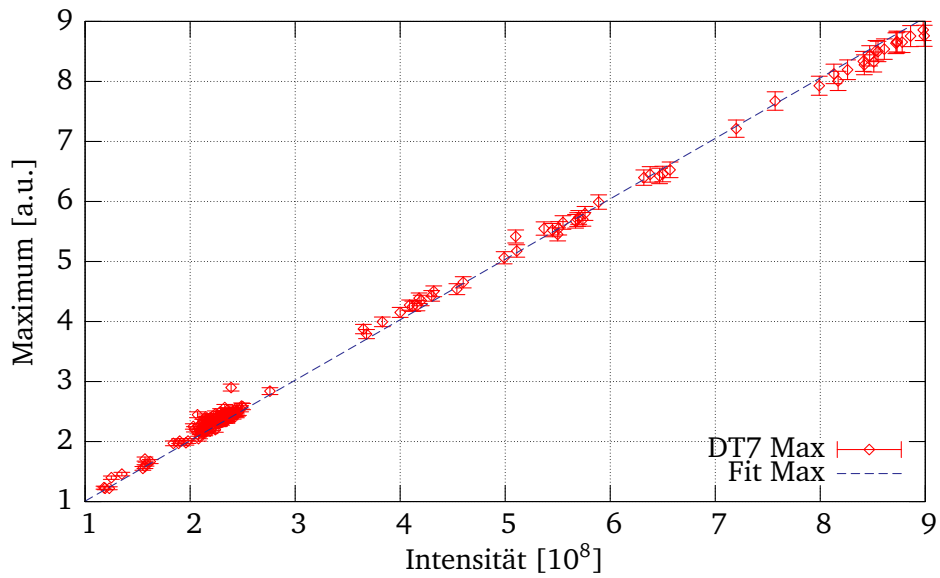
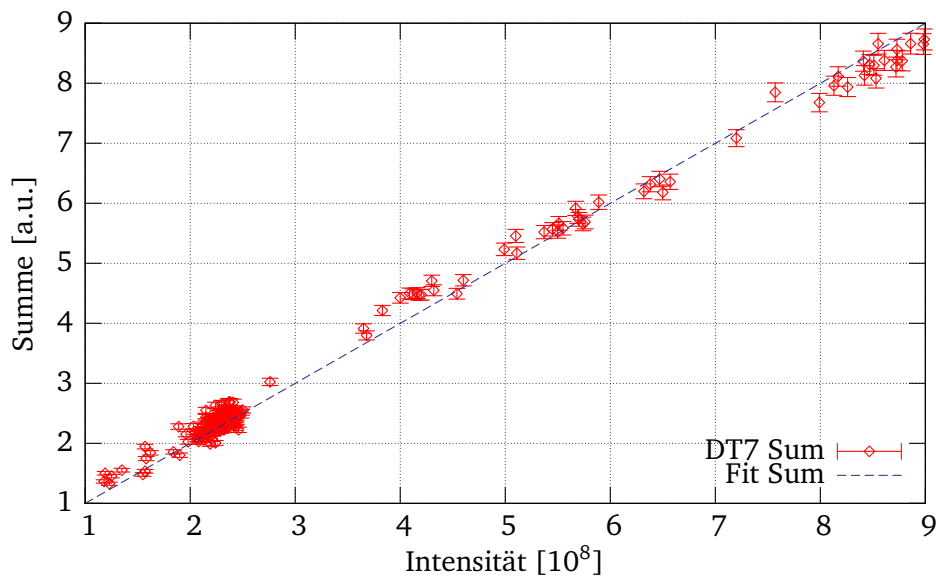


Abbildung 6.2.: Vergleich Intensität und FCT HHT-DT4.

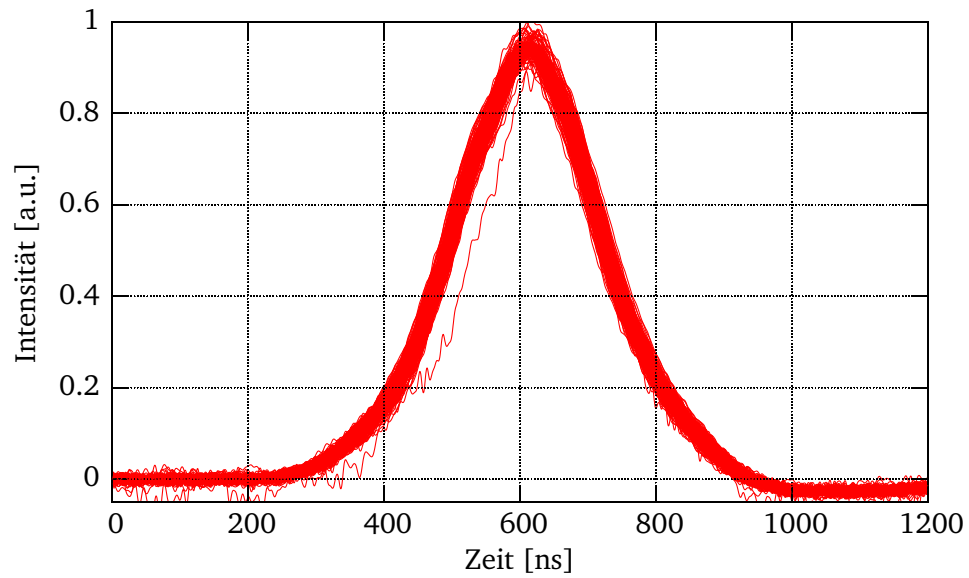


(a) Maximum

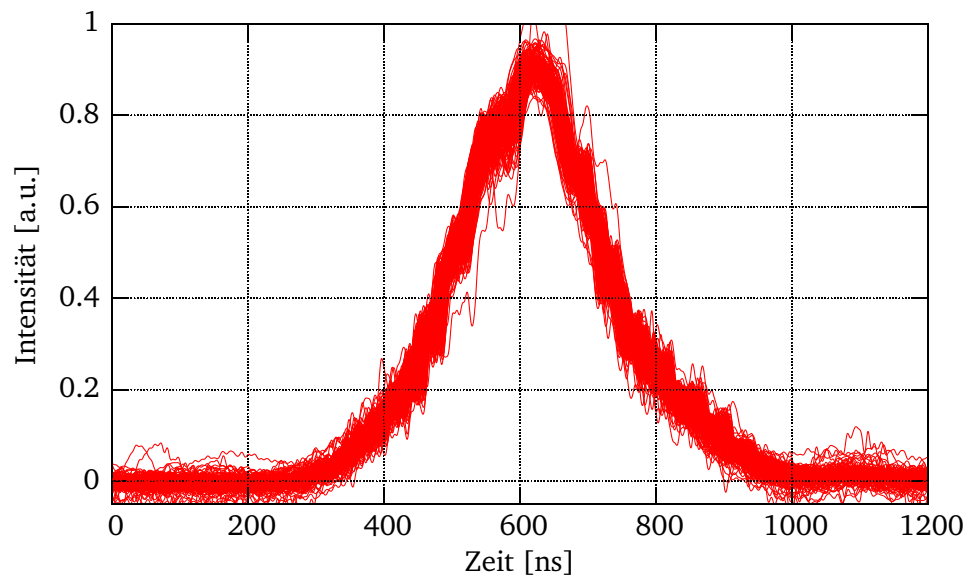


(b) Summe

Abbildung 6.3.: Vergleich Intensität und FCT HHT-DT7.



(a) HHT-DT4



(b) HHT-DT7

Abbildung 6.4.: Normierte Signale der FCTs, Überlagerung aus 172 Messungen.



7 Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine kapazitiv arbeitende Sonde entworfen und getestet. Die Sonde erlaubt es, mit einer Auflösung im Bereich $\Delta x \approx \Delta y \approx \pm 50 \mu\text{m}$ die Position des Ionenstrahles zu bestimmen. Des Weiteren wurden erste Versuche unternommen, die Differenz der Halbwertsbreiten beider transversaler Achsen (das Quadrupolmoment) der Ladungsverteilung zu bestimmen.

Die größten Schwierigkeiten bereiteten während der Messzeit die Sekundärelektronen. Einfache elektrostatische Lochblenden haben kein brauchbares Ergebnis geliefert. Um die Auflösung des Systems zu verbessern, ist eine effektive Elektronenabschirmung notwendig. Bereits in der Gruppe diskutiert wurden andere geometrische Anordnungen einer elektrostatischen Ablenkung, ähnlich eines Plattenkondensators, ebenso wie die Verwendung magnetischer Felder. Diese können entweder durch Elektromagnete oder durch permanente Magnete hoher Stärke realisiert werden. Erstere haben den Vorteil, dass sie über den Strom gesteuert werden können. Jedoch hat man in Vakuum das Problem mit thermischen Verlustleistungen. Die Feldstärken zur Ablenkung der Elektronen müssen so ausgelegt sein, dass sie die Ionen nicht signifikant beeinflussen. Diese Überlegungen gelten im übrigen genauso auch für den Strahltransformator und die rückgestreuten Sekundärelektronen.

Für eine Steigerung der Auflösung sollte untersucht werden, ob es für Messungen im Zentrum sinnvoll ist, die Spannungsdifferenz und die Summe der Plattenpaare durch geeignete Addierer zu bilden und erst diese zu digitalisieren. Das Problem ist zur Zeit, dass die ADCs des Oszilloskops eine untere Auflösegenauigkeit haben, die unter anderem durch den Messbereich beeinflusst wird. Um kleine Spannungsunterschiede besser auflösen zu können, muss deswegen der Messbereich des Oszilloskops verkleinert werden. Durch eine Differenzenmessung wäre dies möglich. Auch können Störsignale beseitigt werden, wenn diese gleichmäßig in die entsprechenden Kanäle einstreuen.

Die Sonde sollte nach Möglichkeit bereits zur Strahlzeit die notwendigen Daten zur Verfügung stellen, um z.B. auf einen „springenden“ Strahl reagieren zu können. Hierfür könnte eine Anwendung (PC-Programm) implementiert werden, die die berechneten Daten sofort nach dem Schuss darstellt und speichert. Dabei kann im einfachsten Fall auf die Funktionen des Oszilloskops zurückgegriffen werden. Dieses bietet rudimentäre Funktionen wie Maximum bereits an, jedoch in begrenzter Anzahl. Eine weitere Möglichkeit besteht natürlich darin, Summe und Maximum selbst „online“ zu bestimmen. Ein solches Programm sollte aber direkten Zugriff auf die Rohdaten des Oszilloskops oder eines Digitalisierers haben und nicht über Umwege wie die WaveStar-Software [TEKTRONIX INC.].

Eine andere Möglichkeit besteht darin, das Maximum durch einen Peak-Detektor mit nachgeschaltetem ADC auswerten zu lassen. Der Vorteil ist, dass der ADC keine ns-Auflösung benötigt, sondern die statische Spannung des Peak-Detektors umwandelt. Dadurch kann eine deutlich höhere Auflösung der Spannung erzielt werden. Nachteil ist wieder die fehlende Möglichkeit, die Kurve per Software zu glätten. Dies müsste durch aktive Elektronik (Filter) geschehen.

Die in dieser Arbeit entwickelte Sonde arbeitet mit quasi-elektrostatischen Feldern. Denkbar ist aber auch, eine magnetisch arbeitende Sonde zu entwickeln. Dies wurde bereits von JANSSON [2001] gezeigt.

Eine induktiv arbeitende Sonde ist möglicherweise weniger empfindlich gegen statische Ladungen, wie sie im Vakuum mit der kapazitiven Sonde gemessen wurden. Problematisch dürfte hier jedoch die Signalstärke und die mechanische Umsetzung sein. Ein erster Ausgangspunkt wurde jedoch bereits gefunden: Der Stator eines handelsüblichen Lüfters mit vier Polen könnte als Vorlage für Tests in diese Richtung dienen.

Die Sonde ist im Vergleich zu den normalen Targets recht schwer und benötigt eine zusätzliche Verkabelung. Für die Mechanik des Manipulators stellt dies kein Problem dar, der „Finger“ hat jedoch etwas Spiel. Zusätzlich befinden sich dort Federkontakte für Leitfähigkeitsmessungen. Es besteht deswegen die Möglichkeit, dass sich die Sonde auf dem Manipulator etwas bewegt. Dies kann durch die startende oder stoppende Bewegung genauso wie durch die Verkabelung ausgelöst werden. Die Möglichkeiten einer steiferen Verbindung zwischen Sonde und Manipulator sollten erörtert werden.

Wie erstmals von MILLER *et al.* [1983] beschrieben, kann mit einer Positionssonde auch die Emittanz des Strahles gemessen werden. Hierfür muss ein lineares Gleichungssystem mit sechs Unbekannten gelöst werden. Um die notwendigen Parameter zu erhalten, sind jedoch mindestens drei Messungen notwendig, die entweder an unterschiedlichen Stellen der Strahlführung oder am gleichen Ort mit unterschiedlichen Fokussiereinstellungen durchgeführt werden müssen. Dabei ist zu beachten, dass das Gleichungssystem in der Regel schlecht konditioniert ist, was die Ergebnisse mit hohen Unsicherheiten versieht. Hierfür sind Simulationen möglicher und optimaler Fokussiereinstellungen im Vorfeld notwendig [RUSSELL 1997].

Literaturverzeichnis

ESRF 2001

ESRF Grenoble (Veranst.): *Current Transformers for GSI's KeV/u to GeV/u Ion Beams - An Overview*. 2001 (☞ Seite 29).

GSI

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH. *Internet Präsenz*. [http : //www.gsi.de](http://www.gsi.de). – 14.03.2006 (☞ Seite 1).

Jackson 1983

JACKSON, John D.: *Klassische Elektrodynamik*. 2., verbesserte Auflage. Berlin : Walter de Gruyter, 1983 (☞ Seite 3).

Jansson 2001

JANSSON, A.: *Non-invasive measurement of emittance and optical parameters for high-brightness hadron beams in a synchrotron*, Stockholm University & CERN, Diss., 2001 (☞ Seite 37).

Miller et al. 1983

MILLER, Roger H. ; CLENDENIN, J. E. ; JAMES, M. B. ; SHEPPARD, J. C.: Nonintercepting Emittance Monitor. In: *12th International Conference on High-Energy Accelerators*, 1983. – Contributed to 12th Int. Conf. on High Energy Accelerators, Batavia, IL, Aug 11-16, 1983 (☞ Seite 38).

Russell u. Carlsten 1993

RUSSELL, Steven J. ; CARLSTEN, Bruce E.: Measuring Emittance Using Beam Position Monitors. In: *Particle Accelerator Conference* Bd. 3, 1993, S. 2537–2539 (☞ Seite 4).

Russell 1997

RUSSELL, Steven J.: Unstable matrix equations and their relationship to measuring the emittance of an electron beam using beam position monitors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 430 (1997), Dezember, Nr. 2-3, S. 498–506. DOI [10.1016/S0168-9002\(99\)00234-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00234-X) (☞ Seite 38).

Russell 1999

RUSSELL, Steven J.: Emittance measurements of the Sub-Picosecond Accelerator electron beam using beam position monitors. In: *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), Februar, Nr. 2, S. 1362–1366. DOI [10.1063/1.1149598](https://doi.org/10.1063/1.1149598) (☞ Seite 5).

Tektronix Inc.

Tektronix Inc. *Wavestar for Oszilloscopes*. [http : //www.tektronix.com](http://www.tektronix.com). – 14.03.2006 (☞ Seiten 21 und 37).

Y.Zou 1998

Y.ZOU: *Development of a Prototype Capacitive BPM*, University of Maryland at college Park, Diplomarbeit, 1998 (☞ Seite 5).



Danksagung

Zuerst danke ich Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann für die Möglichkeit, dass ich diese Arbeit in seiner Gruppe durchführen konnte. Mein Dank gilt ihm auch für die fachlichen und persönlichen Gespräche.

Ein besonderes Dankeschön geht an Herrn Dr. Dmitry Varentsov für seine ausgezeichnete Betreuung. Physikalische Fragen wurden stets aus unterschiedlichen Richtungen betrachtet, und kein Zwischenergebnis wurde ohne ausführliche Diskussion und Prüfung hingenommen.

Herrn Dr. Serban Udrea danke ich für seine selbstverständliche Bereitschaft, mich bei all meinen Problemen zu unterstützen und Lösungsansätze zu entwickeln.

Ein Dankeschön auch an Herrn Dipl. Phys. Pavel Ni für seine wichtigen Hinweise und Tipps, besonders während der Designphase für die Sonde und den Strahltransformator.

Ohne die Hilfe von Herrn Dr. Mircea Iuliu Ciobanu wäre ich nicht in der Lage gewesen, so klare Signale zu messen. Vielen Dank für die spontane Hilfe und die Bereitschaft, die Verstärkerelektronik in kürzester Zeit zu entwickeln!

Der mechanischen Werkstatt des Institutes für Kernphysik danke ich für die unkomplizierte Zusammenarbeit. Meine Aufträge wurden schnell und sorgfältig ausgeführt.

Das Design des Strahltransformators wäre ohne die Unterstützung der Strahldiagnose-Gruppe nicht möglich gewesen. Stellvertretend danke ich Herrn Dipl.-Ing. Hansjörg Reeg, der für alle meine Sorgen bei diesem Thema immer Zeit für mich fand.

Ich danke all jenen, die Zeit gefunden haben, meine Arbeit zu korrigieren.

Allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe Plasmaphysik danke ich für die freundliche Atmosphäre, in der man zum Kaffee und Kuchen sowohl wissenschaftliche als auch private Diskussionen führt.

Der letzte und wichtigste Dank geht an meine Familie. Besonders meine Eltern haben es mir in Zeiten schwerer Krankheit ermöglicht, mein Studium zu Ende zu führen. *Danke Mama! Danke Papa!*



Erklärung

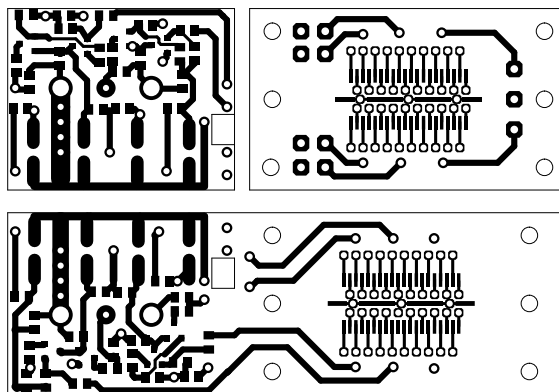
Ich versichere, diese Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt und die den benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 14. März 2006

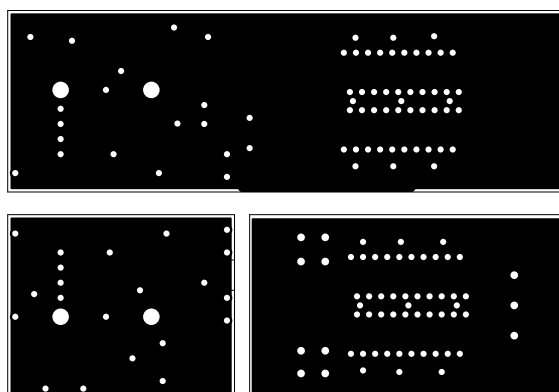
Alexander Hug



A Schaltplan und Layout der Verstärker

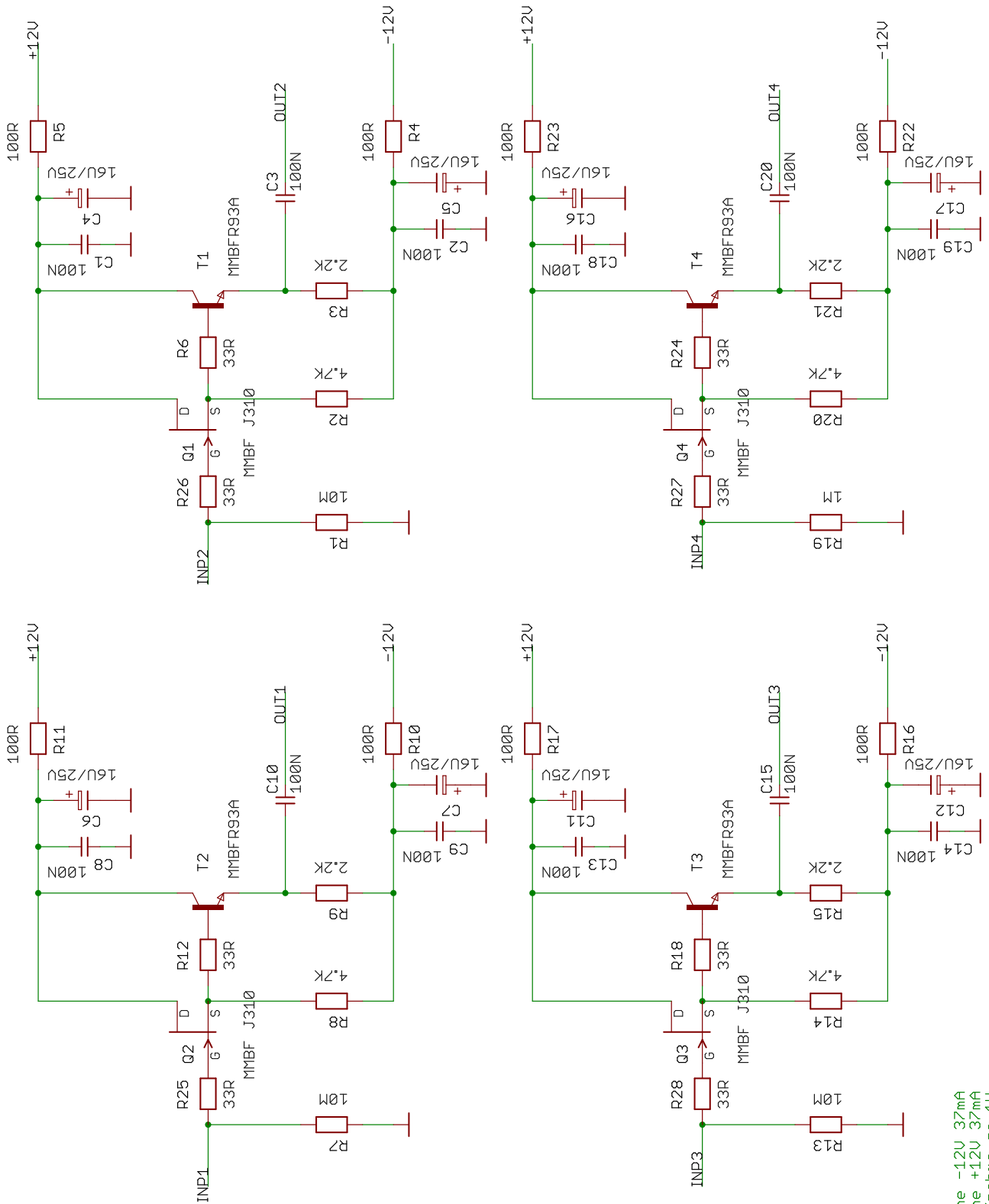


(a) Oberseite



(b) Unterseite

Abbildung A.1.: Verstärker Platinenlayout.



Stromaufnahme -12V 37mA
 Stromaufnahme +12V 37mA
 Leistungsaufnahme ca 1W

Abbildung A.3.: Verstärker Schaltplan.